磁場印加によるX線CCD検出器の性能向上

Performance Improvement of X-ray CCDs by applying a Magnetic Field

総合研究大学院大学 物理科学研究科 宇宙科学専攻
五年一貫博士課程二年 堂谷研究室
近藤 恵介

概 要

X 線 CCD カメラは、1993 年打ち上げの X 線天文衛星「あすか」で初めて実用化されて以来、その高い位置分解能とエネルギー分解能および、広い視野をカバー出来る事から、X 線望遠鏡の標準的な焦点面検出器となっている。近年の X 線天文用 CCD は、幅広いエネルギー帯域で感度を上げるために、空乏層の厚い背面照射型（Backside Illumination、BI）素子が主流になりつつある。2015 年打ち上げ予定の X 線天文衛星 ASTRO-H でも、空乏層厚 200 μm の BI CCD が採用されている。空乏層の厚い BI 素子は、軟 X 線と硬 X 線の両方に対して高い検出効率をもつものの、入射面付近で吸収された X 線が作る信号電荷が、電極に集められるまでに熱拡散で大きく広がってしまうという欠点がある。これにより、電極での信号電荷の　収集が不完全になり、エネルギー分解能が低下するといった問題や、同じように大きく広がった電荷信号を生成する荷電粒子との区別がつきにくくなり、X 線イベントがバックグラウンドとして捨てられてしまうという問題が生じる。

本研究では、CCD 素子中の信号電荷の広がりを、外部から磁場を印加する事で抑制することを試みた。具体的には、入射面に垂直に、一様な平行磁場をかけることで、入射面に沿った方向への電荷の拡散を抑制しようという手法である。磁場中の電荷は進行方向に垂直にローレンツ力を受けるため、磁場を横切って直進する事ができない。シリコン中を拡散する電荷は、結晶格子によって頻繁に散乱される。このとき、散乱と散乱の間の運動が磁場により円運動になることで、拡散方向への速度が抑えられることになる。磁場の影響は、X 線で作られる電荷雲を流体近似することで評価することができる。本研究での条件に合わせ、正孔検出型の CCD を–120 °C で駆動するとして、拡散の変化と磁場強度を見積もると、たとえば電荷の拡散を 10 %抑えるには約 2.4 T の磁束密度が必要なことがわかった。このように強い磁場を作るのは容易ではないが、永久磁石を使って 1 T ほどの磁場を作ることはできると考えられる。そこで、磁場印可による CCD の性能改善を検証するため、空乏層厚 200 μm の BI 素子に、永久磁石を使った磁気回路を用いて磁場を印加する実験を行った。実験には、ASTRO-H に搭載される X 線 CCD カメラ SXI に使われる CCD と同型で、ピクセル数が小さい mini-CCD と呼ばれる素子を用いた。磁場を印可しない場合、エネルギー分解能は 5.9 keV で 238.3 +4.9/−4.8 eV（FWHM，誤差は 90% confidence level）となった。ここに、磁気回路で約 0.3 T の磁場を印加したところ、5.9 keV でのエネルギー分解能は 225.4 ± 5.7 eV となり、有意性は高くないものの、有意な改善が確認できた。信号電荷の広がり方の分類であるグレード判定の結果には、想定外の変化がみられた。それは、信号電荷の縦転送方向と垂直な方向に広がったイベントである Grade 3 と、Grade 4 の割合が、磁場の向きによって大きく変化した事である。縦転送中に電荷がローレンツ力を受けて隣の列に漏れた可能性については、漏れ量が転送回数に依存していないことから否定できる。他の可能性として、縦転送の最後にシフトレジスタに転送されるところで電荷が隣のピクセルに漏れたことが考えられる。一方、本来検出したかった、広がった電荷の割合である Grade 6, 7 については、明白に磁場の影響と考えられる変化は認められなかった。

本研究の結果、磁場の印加によって X 線 CCD のエネルギー分解能が改善する傾向が認められた。さらに、シリコン中の電荷の動きが磁場の印可によって明白に影響を受けていることが確認できた。これにより、今まで CCD の性能を改善するためには、駆動電圧やクロック波形、クロックタイミングを変更したり、素子の構造を改良することが主であったが、外部からの磁場印加と言う新たな手法が使える可能性を示した。

Abstract

X-ray CCDs are now regarded as the standard focal plane detectors of X-ray telescopes since their first use in the X-ray astronomy satellite *ASCA* launched in 1993. The advantages of X-ray CCDs are high spacial resolution, high energy resolution, and large field of view compared to conventional gas and scintillation counters. Among various types of CCDs, backside illuminated (BI) CCDs with a thick depletion layer are preferred because of their high efficiency in both low and high energy X-rays. *ASTRO-H*, a Japanese X-ray sattelite to be launched in 2015, also utilizes the BI CCDs with 200 μm depletion layer.

Although the BI CCDs with a thick depletion layer are the best in terms of the quantum detection efficiency, they have two problems. One is poorer energy resolution, and the other is lower rejection efficiency of the background events. The reasons may be as follows. An electron (hole) cloud tends to extend largely while it drifts across the thick depletion layer toward the transfer channel. This leads relatively large loss of electrons when we reconstruct the original size (number of electrons) of the electron cloud. In addition, largely extend electron cloud over 2×2 pixels is regarded as background based on the grade scheme.

In order to overcome these drawbacks, we try to suppress the extension of the electron cloud by applying a magnetic field perpendicularly to the CCD surface. Because the electrons tend to move along the magnetic field, it is expected to reduce the extension of the electron cloud. We estimated magnetic field strength required to affect significantly in the extension of the electron (hole) cloud with the parameters of CCD used for the current experiment. We found that magnetic field of 2.4 T is necessary to reduce the size of the cloud by 10%. As it is not easy to apply such strong magnetic field to the CCD, we manufactured a simple magnetic circuit using permanent magnets. It turned out that only 0.3 T could be applied to the CCD with the magnetic circuit. We used a BI CCD with a depletion layer of 200 μm, similar to those used for *ASTRO-H*, and applied magnetic field of $\sim$0.3 T to see how it affects the energy resolution and grade branching ratio using the radio isotope ^{55}Fe. We found that the energy resolution improved marginally from 238.3 $+4.9/-4.8$ eV (without magnetic field; errors are in 90% confidence limit) to 225.4 $\pm$5.7 eV (with magnetic field) if we take only the single pixel events. We also found that grade branching ratio of Grade 3 and Grade 4, both are horizontal split event, symmetrically changed depending on the direction of the magnetic field. This effect was different from what we expected, but was certainly caused by the magnetic field. Because the ratios of grades 3 and 4 did not depend on the number of vertical transfer, we excluded the possibility that the changes of grades 3 and 4 are produced by charge spill during the vertical transfer. However, they may be produced in the final transfer from vertical register to the horizontal one, where channel stop is not effective. No significant change was recognized in the grade branching ratios of Grade 6 and Grade 7; the former has smaller charge extension than 2×2 pixels while the latter has larger extension, and these two grades are sensitive to the size of the electron clouds.

Though the experiments, we demonstrated that the externally applied magnetic field can suppress the diffusion of electrons in the CCDs and can improve the energy resolution. Moreover,

we found clear evidence that the magnetic field affects the movement of electron clouds in the CCDs. This method may be useful to develop future X-ray CCD cameras.

目次

表 目 次

図 目 次

第1章　X線天文学とCCD検出器

X線天文学は、近年急速に発展をとげた分野であり、CCD検出器は近年のX線観測になくてはならない検出器の一つである。本章では、X線天文学の歴史と、天文学でX線CCD検出器が担う役割について述べる。

1.1　X線天文学の歴史

図1.1に示すように、X線は地球大気を通過出来ない。そのため、宇宙からのX線を観測するためには、観測装置を大気の影響を受けない高度まで運ぶ必要がある。第二次大戦後、技術の発達により、人類は観測装置を大気圏の外に出す手段を得た。当初は太陽からのX線をロケットで観測するのが主で、宇宙空間では太陽以外にX線を発する天体があるとは考えられていなかった。1962年、Riccardo Giacconiらが打ち上げた観測ロケットにより、太陽系外のX線源Scorpius X-1が世界で初めて観測された。[1]1963年には、初のX線撮像[2]が行われ、複数の太陽系外のX線源が明るいスポットとしてとらえられた。 [6] その後、数多くの観測ロケットや気球観測により、宇宙空間のX線観測が行われた。1970年になると、世界で初めてのX線観測衛星 *Uhuru* が打ち上げられ、初の全天観測が行われた。以後、世界中で様々な人工衛星が打ち上げられ、数多くの観測が行われてきた。表1.1に、X線観測衛星の歴史を示す。現在、X線源の正体は、ブラックホールや中性子星といった高密度天体を含む連星系、超新星残骸、活動銀河核、銀河団を満たす高温ガスであることがわかっている。観測結果からは多くの新事実があきらかにされており、今やX線天文学は、可視光や赤外線、電波天文学と並ぶ天文学の一大分野になっている。 [13]

1.2　X線天文におけるX線CCD検出器

Charge Coupled Device （CCD）は、Willard S. Boyle と、George E. Smith によって、1969年にアメリカのベル電話研究所で発明され、写真フィルムや撮像管型の検出器にとって代わるべく、研究開発がされてきた。宇宙空間での天体観測用途には、1990年打ち上げのハッブル宇宙望遠鏡での実用に向けて目覚ましい進化を遂げた検出器である。 [4] X線天文の分野では、1993年に日本のX線天文衛星「あすか」が世界で初めて光子計数型のCCD検出器を採用して以来、世界中のX線天文衛星で標準的な焦点面検出器として活躍している。

X線CCDは、光子一つ一つを検出し、そのエネルギーを測定することができる撮像分光検出器である。光子一つ一つを検出することを、Photon counting（光子計数）と呼ぶ。撮像検出器であるCCDにPhoton countingの機能が加わる事で、X線CCDは、X線のカラー写真を撮る事が出来る撮像分光検出器となる。画素を小型化することで、X線CCDは高い位置分解能を実現する事

[1] 観測は、月からの蛍光X線を観測をするという名目で行われた。
[2] これも太陽の撮像が主な目的であった
[3] 表中の括弧付きの数字は2013年12月時点の打ち上げ予定

表 1.1: X 線観測衛星の一覧。日本が X 線天文に大きく関わっている事がわかる。2013 年以降も各機関が衛星の打ち上げを予定している。

年	衛星, 装置名	打ち上げ国・機関	備考
1970	Uhuru	NASA	初の X 線観測衛星
1971	OSO-7	NASA	
1972	Copernics	NASA	
1974	ANS	オランダ	
1974	Ariel-V	イギリス	
1975	SAS-3	NASA	
1975	OSO-8	NASA	
1977	HEAO-1	NASA	
1978	Einstein	NASA	HEAO-2 とも呼ばれる
1974	Ariel-VI	イギリス	
1979	Hakucho	日本	日本の最初の X 線観測衛星
1983	Tenma	日本	
1983	EXOSAT	ESA	
1987	Ginga	日本	
1987	Kvant	ロシア	ロシアの宇宙ステーション *Mir* の一部
1989	Granat	ロシア	
1990	ROSAT	ドイツ	
1993	ASCA	日本	世界で初めて X 線 CCD カメラを搭載した
1995	RXTE	NASA	
1996	BeppoSAX	イタリア	
1999	XMM-Newton	ESA	
1999	Chandra	NASA	
2002	Integral	ESA	ガンマ線観測衛星。一部 X 線も観測する。
2004	SWIFT	NASA	ガンマ線バースト観測に特化した衛星
2005	Suzaku	日本	
2009	MAXI	日本	国際宇宙ステーション (ISS) に取り付けられている装置
2013	NuStar	NASA	
(2014)[3]	ASTROSAT	インド	
(2015)	ASTRO-H	日本	
(2015)	eROSITA	ロシア	
(2028)	ATHENA	ESA	

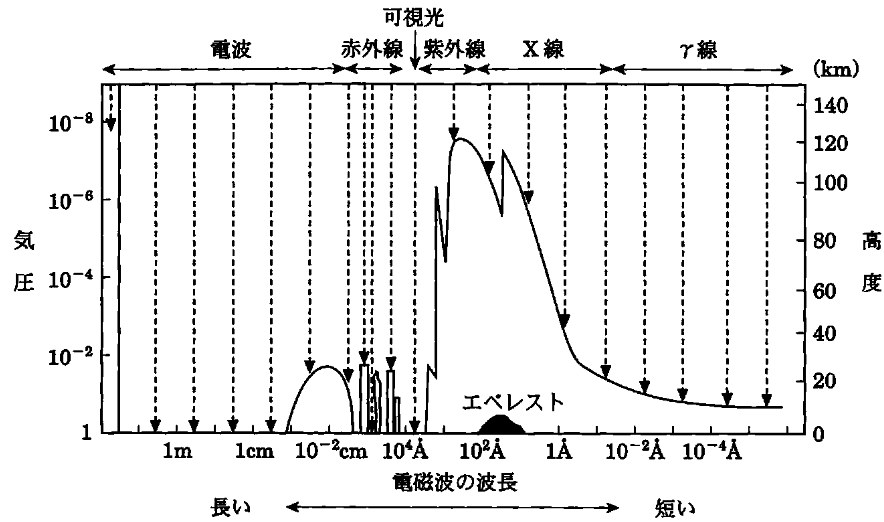


図 1.1: 大気圏外から入射した電磁波が到達出来る高度。横軸は電磁波の波長。 [9]

が出来、画素を増やす事で、素子の大面積化が可能である。また、X 線 CCD は半導体検出器であり、ガス検出器やシンチレーション検出器に比べてエネルギー分解能が高い。ただし、全画素を一つ一つ読み出すので、リアルタイムの Photon counting はできず、時間分解能は悪い。X 線天文衛星では、X 線望遠鏡の焦点面に配置される検出器に対し、エネルギー分解能、位置分解能、視野（検出面積）の大きさ、検出効率、時間分解能といった性能が要求される。時間分解能を除けば、CCD はこれらの要求を広く満たしており、X 線天文の分野では最も汎用な検出器であるといえる。

第2章　X線と物質の相互作用

X 線検出器は、入射した X 線と物質の相互作用を利用して検出器として機能する。X 線に分類されるエネルギー範囲[1]の光子は、物質と光電吸収、コンプトン散乱、電子対生成の三種類の相互作用をする。X 線 CCD の観測対象となるのはおよそ 0.1 keV から 20 keV の範囲で、この範囲では光電吸収が支配的である。本章では、これらの相互作用それぞれの素過程について述べる。

2.1　光電吸収

荷電子帯の電子や原子に束縛された電子が光子を吸収してエネルギーを獲得し、自由電子となる事を光電効果と呼び、光電効果により光子が吸収される事を光電吸収と呼ぶ。このとき飛び出した自由電子を光電子と呼ぶ。入射した X 線のエネルギー E_{X} と光電子のエネルギー E_{e} には次のような関係がある。

$$E_{\mathrm{e}} = E_{\mathrm{X}} - E_{\mathrm{b}} \tag{2.1}$$

ここで、E_{b} は電子の束縛エネルギーである。飛び出した電子が元々いた軌道[2]には空席が出来る事になるが、一つもしくはそれより上の軌道から電子が落ちてきてすぐに空席を埋める。落ちてきた電子の空席はさらに上の軌道の電子が落ちる事で空席が埋まる。同様の事が繰り返され、最終的には自由電子を捕獲し、原子は電気的に中性に戻る。空席を埋める過程では、各準位のエネルギーの差分は、オージェ電子または特性 X 線[3]として外部に放出される。オージェ電子とは、軌道のエネルギー準位の差分が外殻の電子にそのまま渡され、その電子が自由電子として飛び出したものを指す。一方特性 X 線は、差分のエネルギーが光子として放出されたものを指す。オージェ電子と特性 X 線のどちらが放出されるかは確率過程で、吸収体の原子番号ごとに異なっている。光電吸収の結果、特性 X 線が放出される割合を蛍光収率（fluorescent yield）と呼ぶ。吸収体の原子番号が低いほど、蛍光収率は低い。原子が電気的に中性に戻るまでの間に放出されたオージェ電子または特性 X 線のエネルギーの総量は、最初に飛び出した光電子の束縛エネルギー E_{b} に等しい。従って、E_{e} と E_{b} の和を測定する事ができれば、入射した X 線のエネルギーを推定する事が出来る。

2.2　コンプトン散乱

コンプトン散乱は、X 線と一つの自由電子との間で起こる非弾性散乱である。X 線光子と電子の間には、散乱前後で運動量保存則とエネルギー保存則が成り立つので、力学的な関係式から、入射 X 線のエネルギーを推定出来る。

[1]通常、X 線は原子に束縛された電子が状態遷移する再に放出される電磁波をさす事が多い。従ってここでは、0.1 keV から 100 keV の範囲を考えるものとする。

[2]どの軌道の電子が飛び出すかは、入射する X 線のエネルギーと吸収する原子の種類に依存する。X 線のエネルギーが K 殻の束縛エネルギー以上であれば、8 割以上の確率で K 殻の電子が X 線を吸収し、自由電子となる。

[3]蛍光 X 線とも呼ぶ

2.3 電子対生成

高エネルギーの X 線光子が物質中の電場の作用で電子-陽電子の対に変化することを、電子対生成と呼ぶ。電子対生成が可能になるには、入射 X 線が、電子の静止質量エネルギーの二倍である 1.022 MeV 以上のエネルギーを持っている必要がある。1.022 MeV 以上のエネルギーは、生成した電子と陽電子の運動エネルギーとして配分される。生成した陽電子は、通常周りにある電子とすぐに結合して対消滅し、二つもしくは三つの光子になる。

第3章　X線CCD検出器

X 線と物質の相互作用を利用して、入射する X 線を検出するのが X 線検出器である。X 線 CCD は半導体検出器の一種であり、動作は、1，X 線の入射、2，信号電荷の生成、3，信号電荷の収集、4，信号電荷の転送、5，信号電荷の測定、6，電荷情報の再構築、という手順で構成される。本章では、X 線 CCD 検出器の基本構造について説明し、動作を順に解説する。

3.1　CCD の基本構造

はじめに、CCD の基本構造について述べる。

CCD には、p 型半導体と n 型半導体を張り合わせた構造のものと、金属の電極、酸化物の絶縁体、半導体を層状に重ね合わせた構造のものの二種類が存在する。前者の構造を pn 接合、後者の構造を Metal-Oxide-Semiconductor 構造（MOS 構造）と呼ぶ。[1]本研究では MOS 構造の CCD を扱うので、以後、断りのない場合は CCD は MOS 構造のものであるとする。

半導体層は、金属電極に印加された電圧により、電気伝導を担うキャリアが存在しない空乏層（depletion layer）となっている。例えば、MOS 構造の半導体層が、シリコン（Si）にホウ素（B）をアクセプタとして添加した p 型半導体だとする。電極に正の電圧を印加すると、半導体中の多数キャリアである正孔は電極から遠ざかる方向に移動し、電気伝導を担うキャリアが全く存在しない領域が形成される。これが空乏層である。この空乏層に光が入射・吸収されると、光子のエネルギーによって空乏層中の半導体原子が電離され、キャリアが生成される。ここで生成したキャリアのうち片方[2]を信号電荷として収集することで、CCD は検出器として機能する。[3]

CCD は、MOS 構造の半導体検出器を縦横に複数並べて二次元の位置分解能を持たせた検出器であるが、独立な検出器を単純に並べているわけではない。CCD は、一枚のシリコンウエハに複数の電極を配置して領域を区切る事で、画素（ピクセル）を実装している。CCD には信号電荷の転送時にどのように電位を変化させるかで、二相、三相、四相といった転送方式の違いがあり、それに対応して電極構造が異なる。例えば、三相 CCD であれば、一ピクセルあたりに三つの電極が配置される。また、素子内にイオンを添加することで電位構造をあらかじめ作っておき、一ピクセルあたり二つ以下の電極で電荷を転送するタイプの素子もある。これが二相方式である。特に一つの電極しか用いない転送方式を単相、または Virtual Phase と呼ぶ。二相、単相の場合は転送方向を変更する事ができないが、電極の数を減らす事が出来るという利点がある。

図 3.1 に、CCD の構造の模式図を示す。図 3.1 では、半導体層は、n-type 層、p-type 層、Field Free Region に分かれている。n-type 層は、ポテンシャルの形を調整するための領域である。詳細は §3.2.4 で述べる。n-type 層と p-type 層は、Gate 層に印加された電圧によって空乏層（Depletion Layer）となっている。電極から遠い部分には、中性領域（Field Free Region）が形成される。中

[1]CCD の場合、電極は金属ではなくポリシリコンで形成するが、原理的には金属電極と同じ動作なので、ポリシリコン電極の場合も MOS 構造と呼ぶ。

[2]少数キャリアの方

[3]半導体検出器のなかには、電子正孔対のうち両方を信号電荷とするものもある。

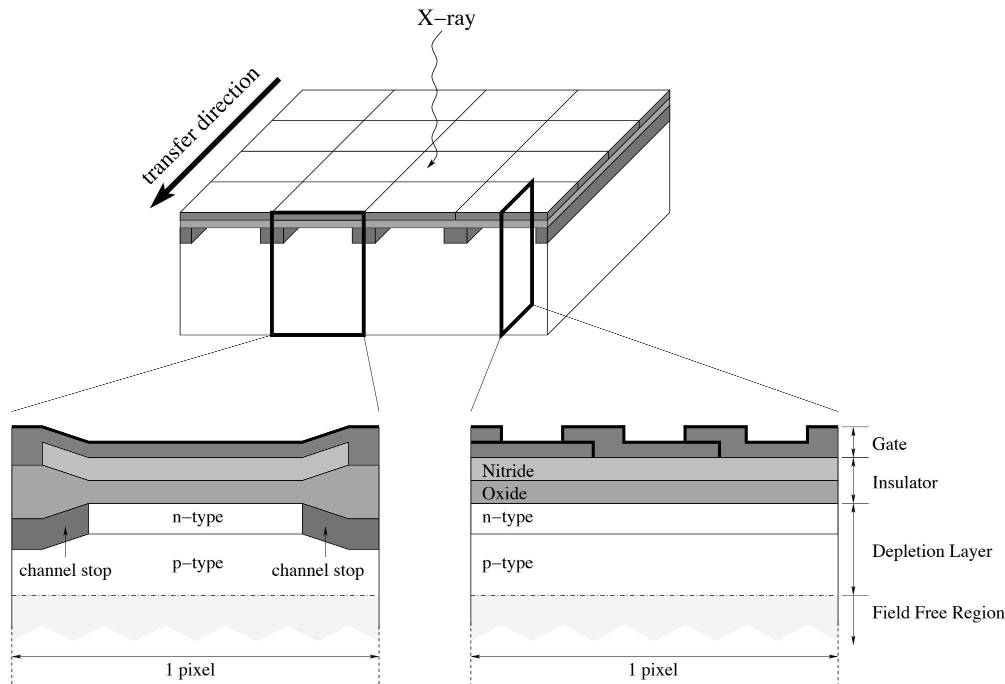


図 3.1: CCD の基本構造の一例。金属の電極（Gate）、絶縁体層（Insulator）、半導体層（Depletion Layer、Field Free Region）で構成される。 [15]

性領域は、空乏層内部のイオンが作る電場と電極が作る電場がつりあって電場が 0 になる領域である。図 3.1 には描かれていないが、半導体層は、Substrate と呼ばれる土台の上に形成される。Substrate の部分は検出器としては機能しない。また、図 3.1 の、Oxide 層を一部厚くした部分の下には、イオンを添加した領域が存在する。これは、Channel Stop と呼ばれる構造で、ポテンシャルの形を調整して、縦方向の転送中に信号電荷が横の列に漏れるのを防いでいる。

各電極は、一定数間隔で等電位になっており、順番に電位を変化させる事で、各ピクセルに蓄積した信号電荷をバケツリレーのようにして次々と隣の電極へ転送する事が出来る。図 3.2 は、CCD 検出器の電荷転送の概念図である。読み出し口まで転送された電荷は、その総量を、電位差の情報として一ピクセルずつ読み出される。

全ピクセルを読みだして一枚の画像データを取得する方式によって、CCD の構造は大きく異なる。ここでは、フルフレームトランスファー方式、フレームトランスファー方式、インターライン方式の三つを説明する。図 3.3 は、それぞれの方式の概念図である。

フルフレームトランスファー方式は、図 3.3（a）のように、縦転送と横転送を交互に繰り返して全ピクセルを読み出すだけの、CCD の中で最も単純な画像取得方式である。全画素を使用することができ、駆動方法が簡単であるという利点があるが、機械的なシャッターなどを導入しないと転送中にも光が入射してしまい、光子の位置情報が正しく取得できなくなるという欠点がある。シャッターのような複雑な機構は、衛星搭載品としては不向きなので通常採用されない。

フレームトランスファー方式は撮像領域に隣接して蓄積領域を設ける読出し方式である。蓄積領域は、撮像領域と同じ数のピクセル数を持った領域で、入射面側は金属のカバーで覆われており、外部からの光は入り込まないようになっている。撮像領域で一定時間露光した後、撮像領域の全ピクセルの信号電荷は、蓄積領域に瞬時に移動する。これにより、蓄積領域に保持された信号電荷

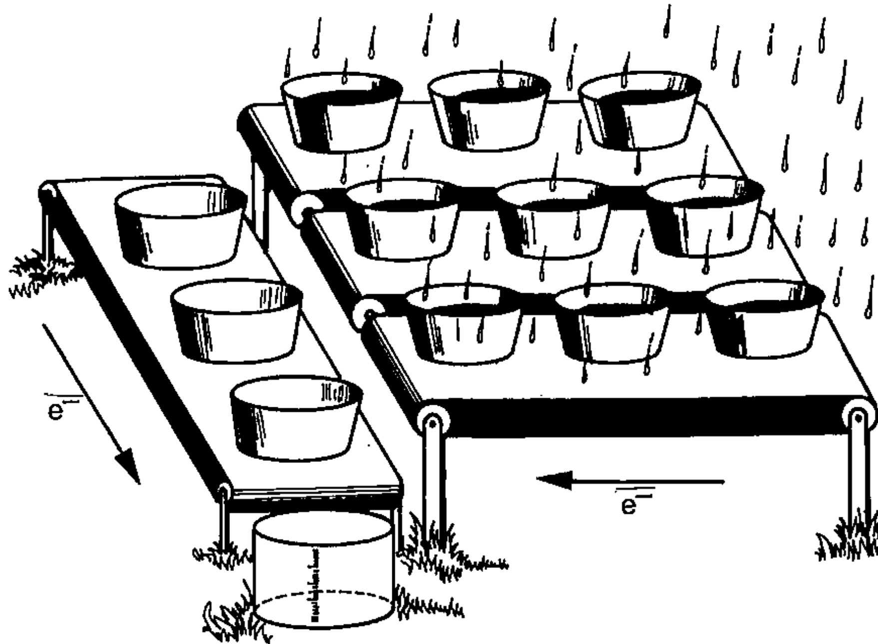


図 3.2: 信号電荷転送の概念図。信号電荷の転送はバケツに溜まった水の運搬に似ている。 [4]

を、露光時間以外の光子の影響をうけずに読み出すことができる。蓄積領域の電荷を読み出している間は、撮像領域は次の画像の露光を始めている。単純に考えれば、使える画素はフルフレームトランスファー方式の半分になるが、光子の入射位置が正確に保たれるという利点と、カバーの取り付けが簡単であるという利点があり、X 線 CCD では主流の方式である。

インターライン方式は、撮像領域と蓄積領域が縦方向に交互に並んだものである。蓄積領域への転送中の露光を極力避けることができるのが利点である。しかし、インターライン方式は高エネルギーの X 線を遮光できるような構造を作るのが難しいので、X 線の撮像には向かない。インターライン方式は、主に可視光で、動画などの撮像で用いられる。

3.2 X 線 CCD の動作

次に、X 線の入射から、最終的に画像や X 線スペクトルの情報を取得するまでの過程を述べる。

3.2.1 X 線の入射

CCD に光を入射させる方法には二種類ある。電極が並んだ面から光を入射させる表面照射型（Frontside Illuminated，FI）CCD と、電極と反対側の面から光を入射させる背面照射型[4]（Backside Illuminated，BI）CCD である。それぞれの素子の模式図を、図 3.4 に示す。

FI 型の素子は従来から存在する一般的なもので、製造方法が確立されているという長所がある。しかし、低エネルギー X 線と高エネルギー X 線の両方で、検出効率が低下するという欠点がある。透過力が低く、物質に吸収され易い低エネルギー X 線は電極や酸化膜の層で吸収されてしまい、検

[4]裏面照射型とも呼ぶ。

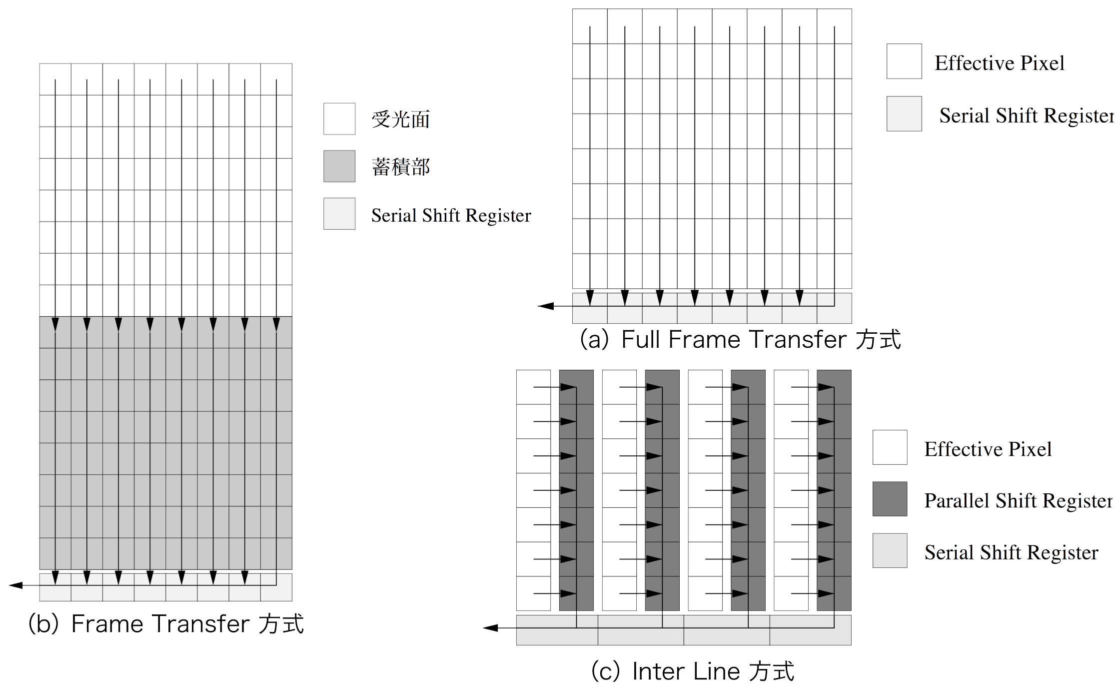
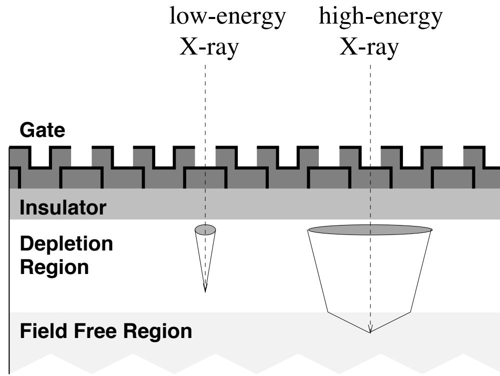


図 3.3: 全ピクセルの読み出し方式。(a) フルフレームトランスファー方式、(b) フレームトランスファー方式、(c) インターライン方式。[17]

出効率が下がる。エネルギーの高い X 線は透過力が高いため、FI 素子のより深いところ、すなわち中性領域に近いところで吸収されやすい。§3.1 で触れたように、FI 素子は、電極からある程度の距離のところに中性領域が形成される。中性領域は電場が 0 となっているので、中性領域で X 線が吸収された場合、信号電荷を電極まで集めるためには、熱運動によって電場のある領域に電荷が移動するのを待たなければならない。熱運動による移動は進行方向がランダムであるため、電場がある領域に電荷が到達するのには時間がかかる。その間に電荷雲は大きく広がってしまい、一ピクセルの範囲で信号電荷を回収することが難しくなる。複数ピクセルにまたがった信号電荷は、荷電粒子によるバックグラウンドと区別するのが難しいため、結果的に検出効率は低下する。

BI 型の素子は、FI とは反対側から光を入射させるので、低エネルギー X 線は電極や酸化膜層での吸収をうけずに確実に空乏層で吸収される。また、製造過程で中性領域を削って作ることができるので、半導体層の完全空乏化が可能である。したがって、X 線が CCD のどの深さで吸収されても、電場によるドリフトで電極まで信号電荷を集めることができる。BI 素子は、中性領域を削る過程が難しく、空乏層を厚くすることが難しいという技術的な問題があったが、現在ではその問題は解決しており、空乏層の厚い BI 素子を製造することが可能となっている。空乏層の厚い素子は、透過力の高い高エネルギー X 線を吸収する能力が高いので、高エネルギー X 線の検出効率が高い。

このように、低エネルギー側にも高エネルギー側にも高い検出効率を実現できるので、X 線 CCD として採用するには FI よりも BI の方が利点が多い。今後の X 線天文では、低エネルギー側にも高エネルギー側にも感度の高い、厚い空乏層の BI 素子が主流になると考えられる。



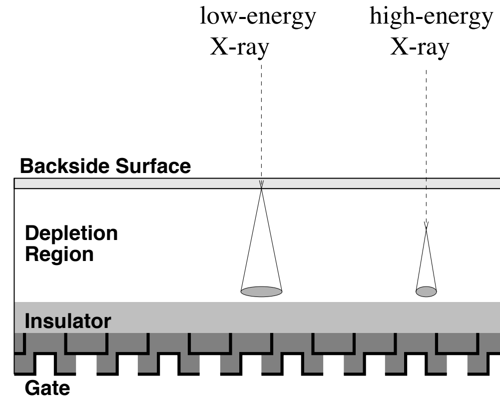


図 3.4: 左が表面照射型（FI）CCD、右が背面照射型（BI）CCD。高エネルギー X 線と低エネルギー X 線では、それぞれ吸収される深さが異なる。電荷雲の広がり方は、吸収位置と、中性領域の有無で大きく異なる。[18]

3.2.2 信号電荷の生成

§2.1 で述べたように、CCD 素子に入射した X 線は、素子中の Si 原子に光電吸収され、光電子を放出する。光電子は半導体の中を運動し、Si 原子を次々に電離させ、運動エネルギーがなくなるまで移動して停止する。Si 結晶の中で、一つの電子-正孔対を作るのに必要なエネルギーを W[5]とすると、このとき、光電子がつくる電荷キャリアの数は、E_e/W で表される。ここで、E_e は、光電子の運動エネルギーで、式 2.1 で定義される。一方、同時に放出されるオージェ電子も同様に素子内でキャリアを生成するので、最終的に生成されるキャリアの数 N は、

$$N = \frac{E_\mathrm{e} + E_\mathrm{b}}{W} = \frac{E_\mathrm{X}}{W} \qquad (3.1)$$

となり、元の X 線光子のエネルギーに比例する。E_b は光電子の束縛エネルギー、E_X は元の X 線光子のエネルギーである。[6] オージェ電子ではなく、特性 X 線が発生した場合は、信号電荷の生成過程は複雑になる。図 3.5 に、特性 X 線が発生した場合の信号電荷の生成過程を示す。特性 X 線は、（1）同じ、または隣のピクセルで光電吸収される、（2）離れたピクセルで光電吸収される、（3）吸収されずに検出器の外へ逃げる、のいずれかの過程をたどる。（1）の場合は、吸収されるのが同じピクセルなら式 3.1 と同様に信号電荷を生成し、一つのイベントとして認識される。隣のピクセルなら、Multi pixel Event として認識され[7]、最終的には一つのイベントとして計数される。（2）の場合は、信号電荷の個数がそれぞれ E_e/W 個のイベントと、E_b 個のイベントの二つのイベントとして認識される。前者を Si Escape Event、後者を Si Event と呼ぶ。（3）の場合は、特性 X 線は検出されないので、Si Escape Event のみが検出される。いずれの場合でも、生成されたキャリアの数を数える事で、元の X 線のエネルギーを推定する事ができる。これは、入射光子が X 線のときのみにみられる大きな特徴である。[8]

[5] $W = 3.65\ \mathrm{eV/e^-}$
[6] §2.1 で述べたように、複数のオージェ電子が放出された場合でも、エネルギーの合計は E_b に等しい。
[7] 詳細は §3.2.7 で述べる。
[8] 可視光や赤外線では、光子のエネルギーが低いため、N はどのエネルギーでもほぼ 1 となるため、エネルギーの情報を得る事はできない。

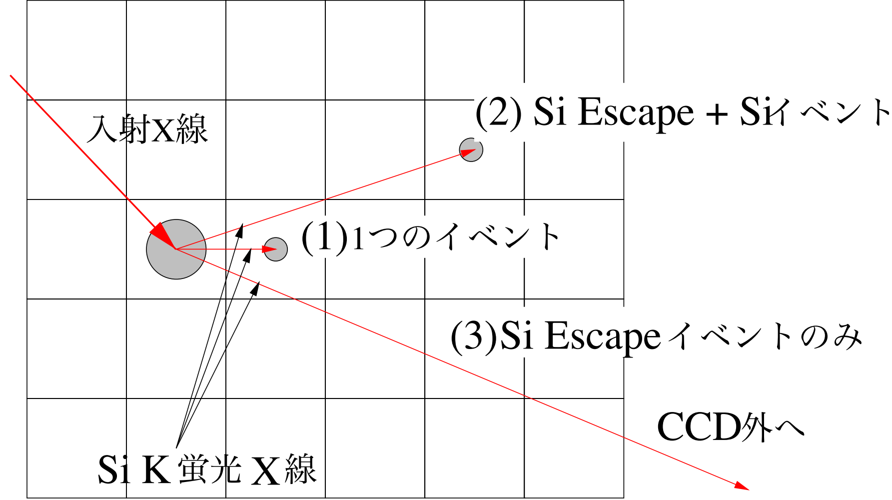


図 3.5: 特性 X 線が発生した場合の信号電荷の生成過程。[23]

光電子及びオージェ電子は、半導体中を有限の距離を進んで停止するので、生成されたキャリアはある程度の広がりをもって分布する。こうして生成されたキャリアの集団を電荷雲と呼び、特に生成された直後の電荷雲を初期電荷雲と呼ぶ。エネルギー E keV の X 線光子が生成する初期電荷雲は、直径 $X_{\rm D} = 0.0171E^{1.75}$ μm の球で近似出来る。 [4] 初期電荷雲の形状は、一つのピクセルの大きさに対して十分に小さく、ほぼ点とみなせる。例えば、5.9 keV の X 線により Si 結晶中で生成した電荷雲は、直径がおよそ 0.38 μm となるが、これは本研究で使用した CCD 素子の 1 ピクセルの大きさ（24 μm × 24 μm）に対して十分に小さい。

3.2.3 電極への電荷の移動と電荷雲の拡散

空乏層で生成された電子-正孔対は、素子に加えられている電場によって二つに分断され、一方は電極の方向へと移動する。p 型半導体であれば電子が、n 型半導体であれば正孔が電極へ向かう。電子を電極に集める素子を N-channel 素子と呼び、正孔を電極に集める素子を P-channel 素子と呼ぶ。キャリアの対のうち、電極へ向かう方が最終的な信号電荷となる。CCD 素子の空乏層中の静電ポテンシャル Φ はポアソン方程式に従い、次のように表される。

$$\frac{{\rm d}^2\Phi(z)}{{\rm d}z^2} = \frac{qN_{\rm I}}{\varepsilon_{\rm Si}} \tag{3.2}$$

ここで、z は電極からの距離、q はキャリアの電荷量（i.e. $q = \pm e$, e は電気素量。）、$N_{\rm I}$ は半導体の不純物濃度、$\varepsilon_{\rm Si}$ はシリコンの誘電率である。空乏層の厚さを $l_{\rm dep}$ とし、$z = l_{\rm dep}$ で $\Phi(z) = 0$ かつ ${\rm d}\Phi/{\rm d}z = 0$ とすると、

$$\Phi(z) = \frac{qN_{\rm I}}{2\varepsilon_{\rm Si}}(l_{\rm dep} - z)^2 \tag{3.3}$$

となる。よって、空乏層中の電場は次のようになる。

$$E(z) = -\frac{{\rm d}\Phi}{{\rm d}z} = \frac{qN_{\rm I}}{\varepsilon_{\rm Si}}(z - l_{\rm dep}) \tag{3.4}$$

絶縁体層の厚さを l_I とすると、電極の電位 V を用いて、電位と空乏層圧の関係が以下のように導ける。

$$V = qN_\mathrm{I}\left(\frac{l_\mathrm{dep}}{2\varepsilon_\mathrm{Si}} + \frac{l_\mathrm{I}}{\varepsilon_\mathrm{I}}\right) l_\mathrm{dep} \tag{3.5}$$

ε_I は、絶縁体層の誘電率である。式 3.5 は、電極に加えるの電圧の絶対値を大きくすれば、それだけ空乏層を厚くすることができることを意味している。しかし、実際は、電圧の絶対値を大きくするにつれ、絶縁体層側の半導体表面で伝導帯に励起された少数キャリアの蓄積量が増し、電場が遮蔽されるため、空乏層の成長はある時点で止まる。このとき、絶縁体層付近では少数キャリアの濃度が不純物濃度を上回り、少数キャリアが本来の多数キャリアよりも多く存在するようになる。この状態を、反転状態（Inversion State）と呼ぶ。

一般的に、半導体中の電場 $\boldsymbol{E}$ と、キャリアの移動速度 $\boldsymbol{v}$ は次のような関係式で表される。

$$\boldsymbol{v} = \mu \boldsymbol{E} \tag{3.6}$$

ここで、μ は、移動度[9]と呼ばれる定数で、次のように計算される。

$$\mu = \frac{q\tau}{m^*} \tag{3.7}$$

q はキャリアの電荷量、τ は平均自由時間、m^* はキャリアの有効質量である。平均自由時間は、キャリアが一度散乱されてから次に散乱を受けるまでの時間である。散乱があるために、素子内でのキャリアの運動は定常状態となり、$\boldsymbol{v}$ は時間変化せずに一定となる。

式 3.4 と式 3.6 から、z 方向へのドリフト速度は、次のように表される。

$$\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t} = -\mu_z E(z) = \frac{eN_\mathrm{I}}{2\varepsilon_\mathrm{Si}}(l_\mathrm{dep} - z) \tag{3.8}$$

従って、空乏層厚 l_dep の CCD 素子に X 線が入射し、電極からの距離 z で吸収されたとすると、電極までたどり着く時間 t は、$z = 0$ で $t = 0$ の境界条件を使って、次のように表される。

$$t = \frac{\varepsilon_\mathrm{Si}}{e\mu_z N_\mathrm{I}} \ln\left(\frac{l_\mathrm{dep}}{z}\right) \tag{3.9}$$

信号電荷雲は、電極までドリフトしながら、熱運動で拡散する。拡散する電荷の数密度 n は運動は拡散方程式に従い、以下のように表される。

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = D\nabla^2 n \tag{3.10}$$

D は、拡散係数である。z 軸に垂直な xy 平面で式 3.10 を解くと、

$$n = \frac{1}{\sqrt{(4\pi Dt)^3}} \exp\left(-\frac{x^2+y^2}{4Dt}\right) \tag{3.11}$$

となる。これは、電荷の数密度 n がガウス関数に従い分布していることを示している。また、半導体の拡散係数 D はアインシュタインの関係式で次のように表される。

$$D = \frac{k_\mathrm{B}T\mu}{e} \tag{3.12}$$

e は電気素量である。従って電極での広がり σ は、

$$\sigma = \sqrt{2Dt} \tag{3.13}$$

$$= \sqrt{2D\frac{\varepsilon_\mathrm{Si}}{e\mu_z N_\mathrm{I}} \ln\left(\frac{l_\mathrm{dep}}{z}\right)} \tag{3.14}$$

[9] mobility。易動度とも

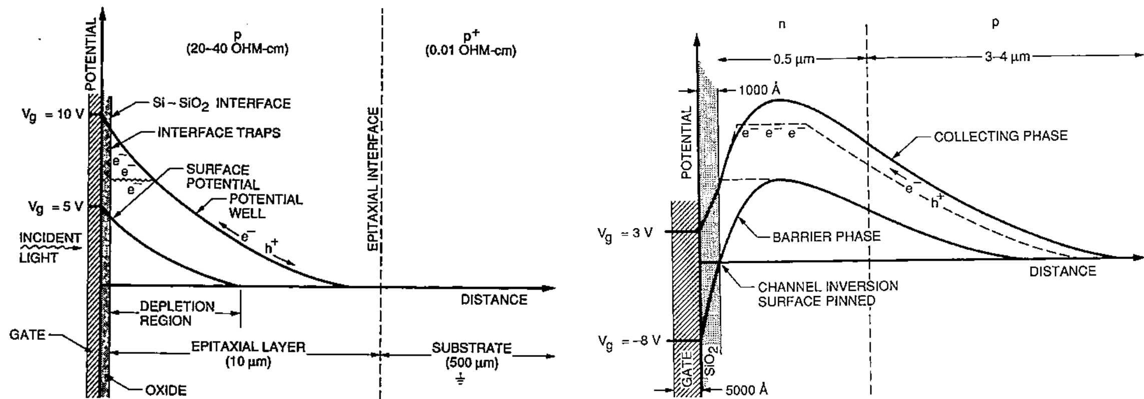


図 3.6: CCD 素子内のポテンシャル構造。左が Surface Channel 式、右が Buried Channel 式 [4]

となる。

例えば、不純物濃度を $3.5 \times 10^{12}\ \mathrm{cm}^3 (= 3.5 \times 10^{18}\ \mathrm{m}^3)$、素子の動作温度を約–90°C（180 K）の CCD に X 線が入射する場合を考える。[10]電気素量 $e = 1.6 \times 10^{-19}$ C、ボルツマン定数 $k_{\mathrm{B}} = 1.38 \times 10{-}23\ \mathrm{m^2kgs^{-2}K^{-1}}$、シリコンの誘電率 $\varepsilon_{\mathrm{Si}} = 1.04 \times 10^{-10}$ [F/m] [11]として、X 線が空乏層の半分の位置（$z = l_{\mathrm{dep}}/2$）で吸収されたとすると、電極まで到達した時の電荷雲の広がりは、半径 $\sigma \simeq 2.46\ \mu$m となる。

3.2.4 ポテンシャルへの電荷蓄積

X 線の入射により生成した少数キャリアは、素子内の電場に沿って電極まで移動し、信号電荷となる。§3.1 で述べたように、このときの電場を形作るポテンシャルの構造は、半導体層の内部構造で決定している。図 3.6 は、CCD 内部のポテンシャル構造である。ポテンシャルの構造は、表面チャネル（Surface Channel）式と埋め込みチャネル（Buried Channel）式の二種類が存在する。ポテンシャルの底が酸化膜と接しているのが表面チャネル式で、表面から離れたところにあるのが埋め込みチャネル式である。表面チャネル式は、信号電荷が酸化膜との境界面でトラップされやすく、電荷収集が不完全になったり、トラップされた電荷が不意に解放されてノイズとなったりする。これを解消するために考案されたのが、信号電荷が酸化膜から離れたところに蓄積する埋め込みチャネル式である。現在、ほぼ全ての CCD は埋め込みチャネル式である。

§3.2.3 で述べたように、電荷雲はピクセルの大きさに対して有限の大きさで広がりながら電極方向へ集められるため、X 線が吸収される位置によっては信号電荷が複数のポテンシャルにまたがって集められる事もある。

3.2.5 信号電荷の転送

§3.1 で述べたように、信号電荷の転送方法には複数の種類がある。一つのピクセルに蓄積した信号電荷を、隣のピクセルに転送する方式を説明する方法は、素子の電極の数に応じて、単相（Virtual

[10]値は、「すざく」搭載の X 線 CCD 検出器 XIS のもの。
[11]Si の比誘電率を 11.8 として計算。

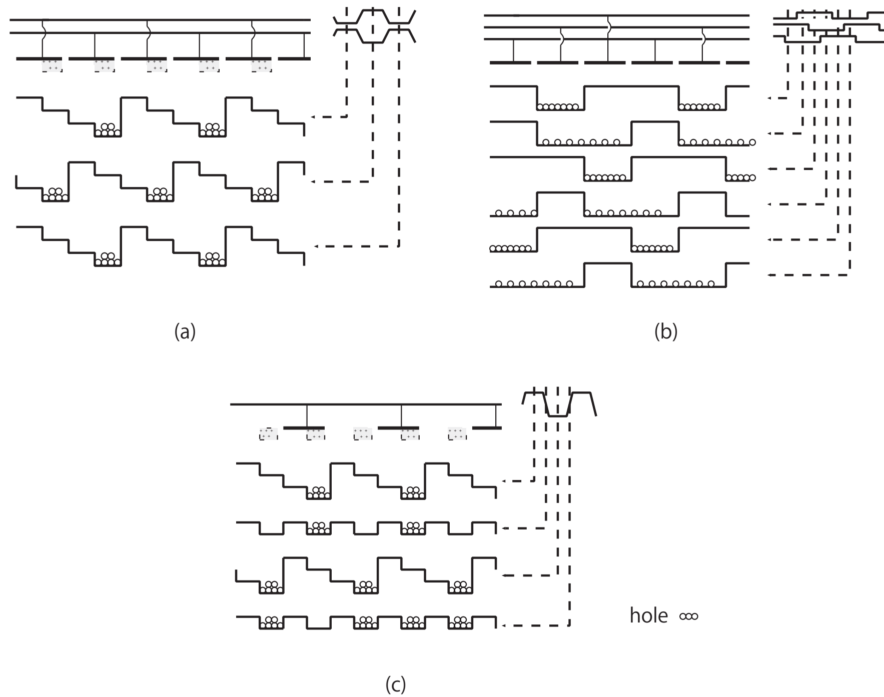


図 3.7: 電極構造転とそれに対応した電位の変化。電極の電位の変化とそれに応じたポテンシャル形の変化パターン。（a）二相方式、（b）三相方式、（c）単相（Virtual phase）方式。 [11]

phase)、二相、三相、四相の四種類が存在する。図 3.7 に、Virtual phase、二相、三相のパターンを示す。

3.2.6　信号電荷の読み出し

縦横の転送を終えた信号電荷は、電荷量の読み出し口まで到達する。信号電荷をまとめ読み出し口まで運ぶ、水平転送の最後の電極を Summing Gate（SG)、SG に集められた電荷と読み出し口を仕切る、ポテンシャルの壁を作る電極を Output Gate（OG）と呼ぶ。読み出し口は、MOS Field Effect Transistor （MOSFET）に接続しており、信号電荷はその Source 部分に相当する電極に集められる。この MOSFET 部分は、読み出し口に溜まった信号電荷を、測定が終わった後で捨てる機能を持っている事から、Reset MOSFET と呼ばれる。読み出し口の電極は、初期状態では周囲と導通しておらず、電気的に浮いた状態になっており、Floating Diffusion（FD）[12]と呼ばれる。[4] 電荷が集められる事で、FD の電位は変化する。FD にはもう 1 つの MOSFET が接続されており、FD の電位はその MOSFET の Gate 電位と等しくなっている。この MOSFET は、FD の電位変化を外部に出力する役割を持っており、output amplifier MOSFET と呼ばれる。FD の電位変化で output amplifier MOSFET の Gate 電位が変化し、それに合わせて output amplifier MOSFET の Source（Output Source, OS）が電位を変化させる。OS の電位が、CCD の出力波形となる。OS の電位変化を出力信号としてとりだすので、このタイプの出力回路はソースホロア（Source Follower）回路と呼ばれる。FD から信号出力までの一連の回路をまとめて、Floating

[12]Sense Node、Output diode とも呼ぶ。

Diffusion Amplifier（FDA）と呼ぶ。

FDA の動作を図 3.8 に、OS の電位の変化を図 3.9 に示す。Reset MOSFET の Gate (Reset Gate,RG) が電位をクロックさせると、FD と Reset Drain（Reset Drain）の間に電流が流れ、蓄積した信号電荷を捨てることができる。信号電荷を捨てて RG の電位が元にもどると、FD は再び電気的に浮いた状態になる。このときの OS の電位を、Floating Level と呼ぶ。SG がクロックし、信号電荷が FD に運ばれると、FD の電位変化に合わせて OS の電位が変化する。このときの OS の電位を、Signal Level と呼ぶ。[13]以上の動作を繰り返す事で、FDA は一ピクセル毎の信号電荷量を電位の情報に変換して逐次出力する。

CCD の出力波形の Floating Level と Signal Level の電位差を測定する事で、FD に集められた信号電荷の量は電位差の情報に変換される。信号電荷の量を正しく測定するためには、この電位差を精度良く測定する事が重要となる。電位差の測定方式は、相関サンプリング方式、積分方式、遅延方式などがあるが、ここでは主に相関サンプリング方式について説明する。

単純に Floating Level と Signal Level をそれぞれ一回ずつサンプリングして差分をとる方法を、相関二重サンプリングと呼ぶ。相関二重サンプリングは、Floating Level、Signal Level の両方に共通して乗っているノイズを差し引くことができるという利点がある。しかし、サンプリング時に片方だけに高周波ノイズが乗ってしまう様な場合に弱かったり、1/f ノイズを拾い易いといった欠点がある。

これを応用したのが相関多重サンプリングである。相関多重サンプリングの概念図を、図 3.10 に示す。相関多重サンプリングは、Floating Level と Signal Level をそれぞれ同回数ずつ、多数回サンプリングし、サンプリングした回数だけ差分をとって平均化する。多数回サンプリングする事で、高周波ノイズの影響も差し引く事ができるので、全体的にノイズを小さく抑える事ができる。この方式の特徴は、回路が非常にシンプルであるという点である。ただし、短時間のうちに多数回のサンプリングをする必要があるので、高速に動作する電気回路であることが要求される。回路の高速化にはある程度の限界があるので、複数の回路を用いるなどの対策がされる。 [14]

このほか、高周波ノイズに対応する方法には、積分方式という方法もある。この方式は、Floating Level と Signal Level の電位を、それぞれ一定時間ずつ積分し、後に差分をとるという方法である。相関サンプリングに比べて回路が複雑になるため実装が難しいが、高速回路を要求しないという利点がある。[14]しかし、積分方式は相関二重サンプリングに時間幅がついただけという見方もでき、場合によっては 1/f ノイズを拾いやすいという欠点がある。

サンプリングされ測定された電位差は、さらに電気回路を通して処理され、離散的な値をもつデジタル信号に変換される。サンプリングからデジタル信号の出力までの役割を果たす一連の電気回路を、Analog to Digital Converter（ADC）、出力されるデジタル信号を波高値（Pulse Height Amplitude、PHA）と呼ぶ。デジタル信号の単位を、Analog to Desital Unit（ADU）[15]と呼ぶ。本論文では、波高値を表す単位として ADU を用いる。

CCD の全画素の数だけ読み出しをおこない、各画素の ADU 値を並べることで、一枚の画像データを得る事ができる。通常 CCD の読み出しは、縦横両方向に画像として有効な画素数以上の回数おこなわれるので、最終的に得られる画像は実際に存在する画素数よりも大きなものとなる。このように、有効な画素を超えて読み出される仮想領域の事を、Over Clock Region と呼ぶ。Over Clock Region を取得する目的は、ノイズ評価をすることである。詳細は、後の §3.3 で述べる。図 3.11 に、CCD で取得した画像フォーマットの例を示す。水平方向の Over Clock Region を

---

[13]Floating Level と Signal Level は、FD に信号電荷が何も蓄積されてないときでも一定の電位差が生じる。

[14]「すざく」搭載の CCD カメラ XIS では、積分方式が採用されている。

[15]Digital Number、DN とも呼ばれる。 [4] また、channel、ch と表記される事もあり、波高値の単位表記は人それぞれである。

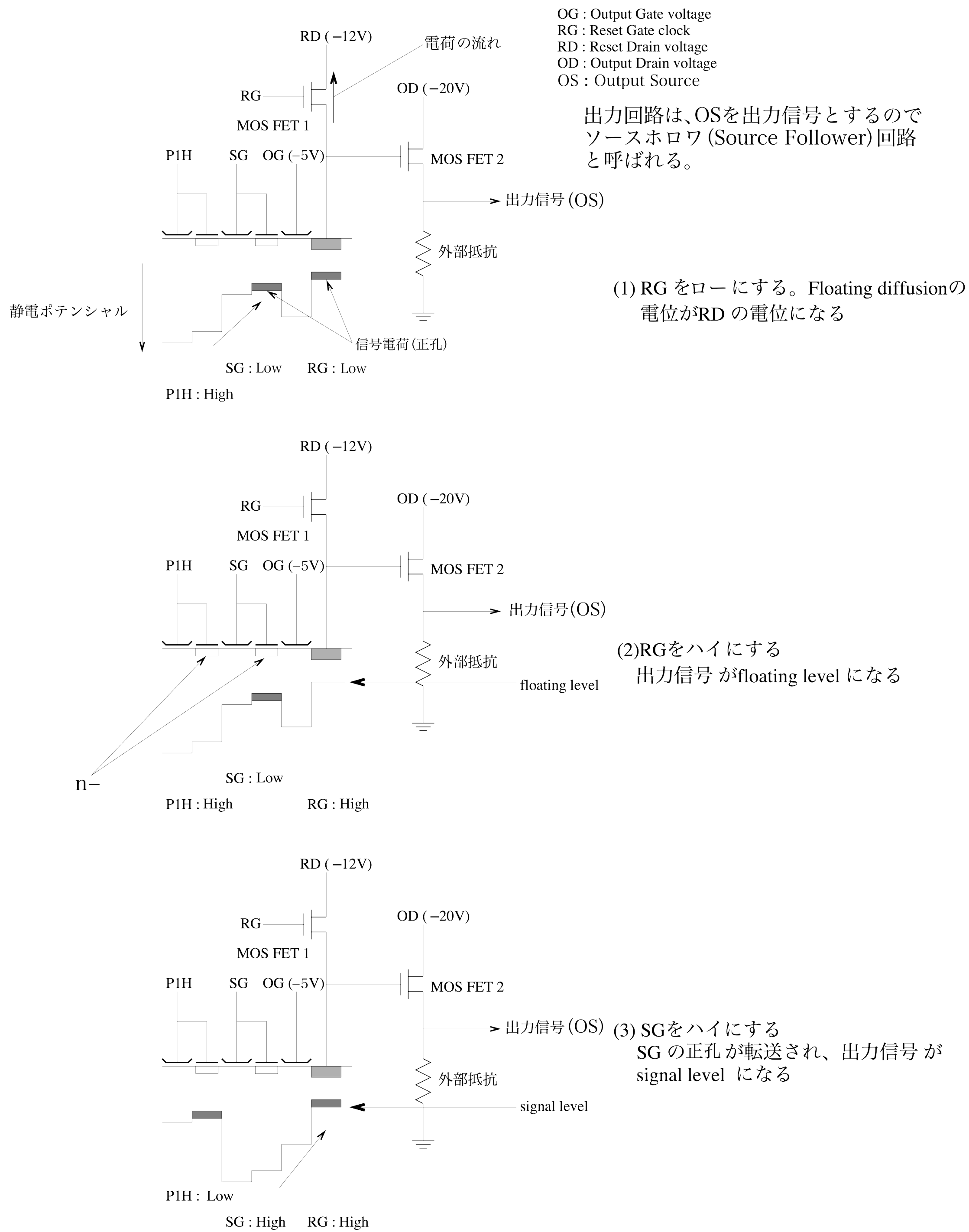


図 3.8: FDA への電荷の集積と読み出し動作。 [17] 図は信号電荷が正孔の P-channel CCD の場合の動作。

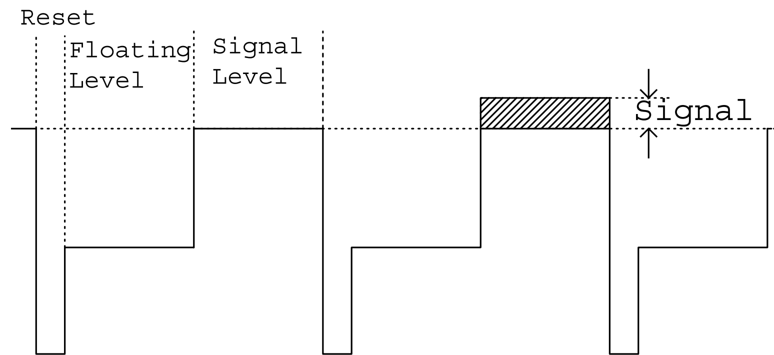


図 3.9: 出力信号（OS）の電位変化。これが CCD の出力波形となる。図は P-channel CCD の場合。 [11]

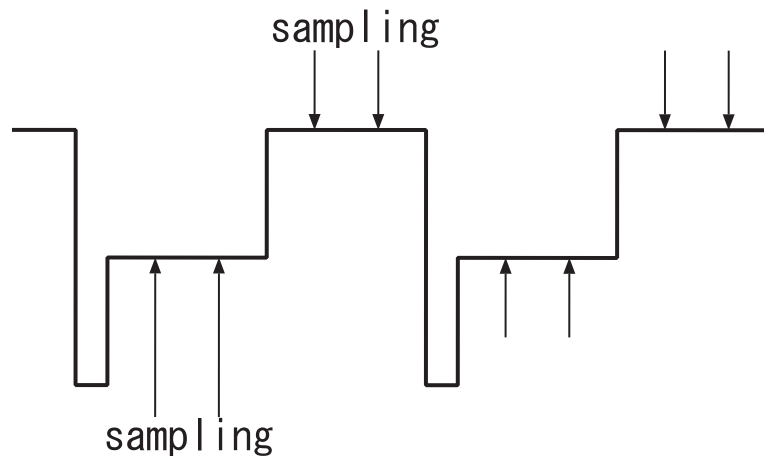


図 3.10: 相関多重サンプリングの概念図。P-channel CCD の場合の波形。 [11]

Horizontal Over Clock（HOC）Region、垂直方向の Over Clock Region を Vertical Over Clock（VOC）Region と呼ぶ。画像として有効な領域を Active Pixel（AP）Region と呼ぶ。また、CCD の造りによっては、AP の読み出しをおこなう前に、仮想領域を読み出すことができるものがある。AP より先に読み出される仮想領域の事を Under Clock Region と呼ぶ。水平方向の Under Clock Region を Horizontal Under Clock（HUC）Region、垂直方向の Under Clock Region を Vertical Under Clock（VUC）Region と呼ぶ。図 3.12 は、実際の CCD 素子の構造と、読み出しの結果得られる画像フォーマットの例である。

3.2.7　信号電荷の再構築とグレード判定法

§3.2.3 で述べたように、X 線により生成された信号電荷雲は、ある程度の広がりをもって電極へ集められるため、複数のピクセルにまたがる事がある。一つのピクセルに全電荷が収まっていれば、§3.2.6 で述べたようにして出力された電位差情報をそのまま電荷情報に変換すれば良いが、複数ピクセルにまたがった場合は、分散した電荷情報を再度一つにまとめてから再構築する必要がある。

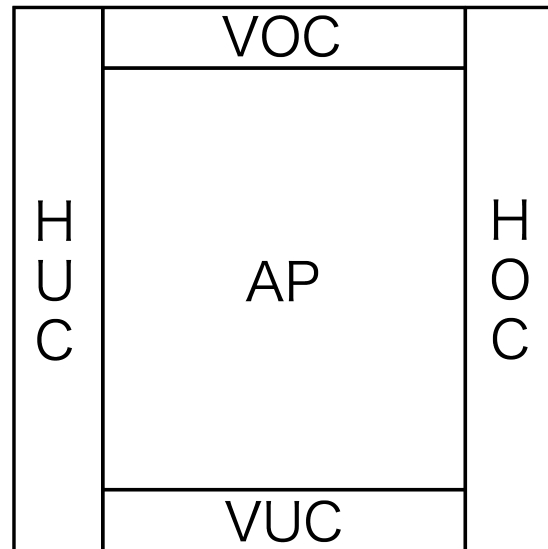


図 3.11: CCD の画像フォーマットの例。

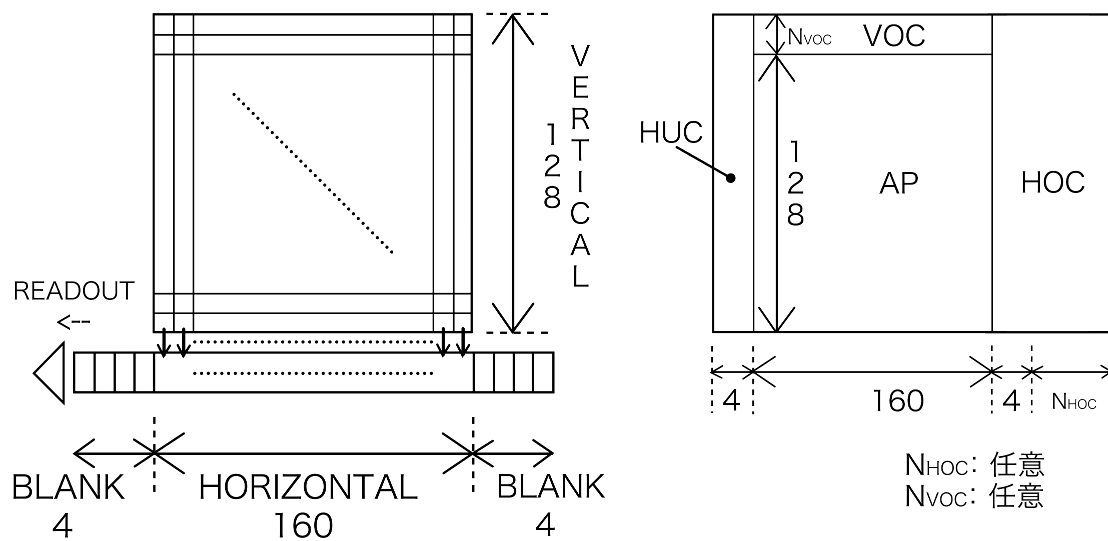


図 3.12: 左図のような構造の CCD からは、右図のようなフォーマットの画像が得られる。Over Clock Region の大きさは、設定した読み出しの駆動回数によって異なる。

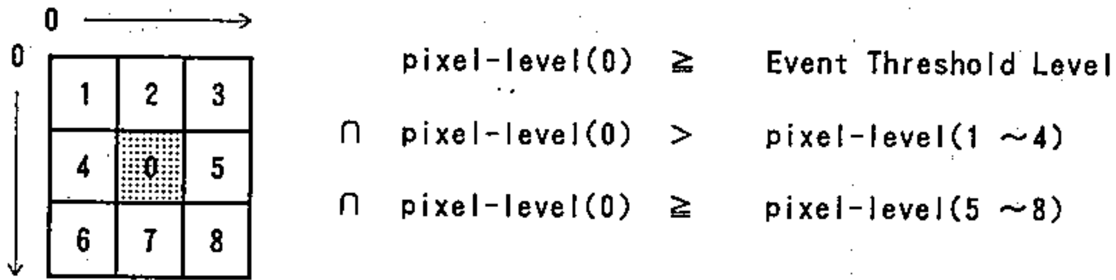


図 3.13: グレード判定法におけるイベントの定義。 [7]

ここでは、CCD 出力を電位差の情報に変換し、一枚の画像として取得した後で、電荷雲の広がり方を分類して、複数ピクセルにまたがった信号電荷を一つにまとめる手法であるグレード判定法について説明する。グレード判定法は、信号電荷を確実に再構築するための手段であり、同時に、CCD に入射した荷電粒子によるバックグラウンドと X 線イベントを区別する手段としても機能する。

X線イベントの抽出

X 線天体からのX線強度は大変弱いので、一枚の画像の大部分は、X線も宇宙線も入射していないピクセルとなる。そこで、まず画像データからX線が入射してできたと思われる電荷の集まりを探すことが必要になる。これをイベント抽出と呼ぶ。図 3.13 は、抽出するイベントの定義である。波高値が、有効な出力範囲の範囲内で、あるしきい値を超えたピクセルがあり、かつ、そのピクセルを中心とした 3×3 ピクセル領域で、そのピクセルの波高値が最大である場合、つまり、local maximum になっていれば、それを「イベント」と定義する。このときのしきい値を Event Threshold と呼ぶ。

X 線イベントと非 X 線イベント

衛星軌道上では、天体からの X 線に比べて荷電粒子等によるバックグラウンドが桁違いに多くなり得る。そのため、X 線イベントの信号電荷を正しく認識するために、バックグラウンドを効率よく落とす事が極めて重要になる。

CCD に入射する荷電粒子は、ある距離を進んで素子内で停止したり、そのまま CCD を貫通したりする。いずれの場合でも素子内に信号電荷を作る。荷電粒子が CCD 内部を動く距離は、光電子やオージェ電子が動く距離に比べて大きいので、荷電粒子がつくる信号電荷は、進行した経路に沿って線状の軌跡がはっきりと見えるものが多い。また、荷電粒子が入射面に垂直に入射した場合は軌跡をとらえることはできないが、非常に大きく広がった電荷雲を形成する。図 3.14 は、荷電粒子が作るイベントと、X 線が作るイベントである。X 線イベントに比べて、荷電粒子イベントは大きく広がっていたり、粒子の軌跡がはっきりと認識できたりする。

X 線イベントの電荷雲も複数ピクセルにまたがって広がることがあるが、荷電粒子イベントほど大きくは広がらない。グレード判定法は、信号電荷の広がり方のパターンと、広がり具合をパターン化して、X 線イベントと非 X 線イベントを区別し、X 線イベントの適切な電荷の再構築を可能にする。

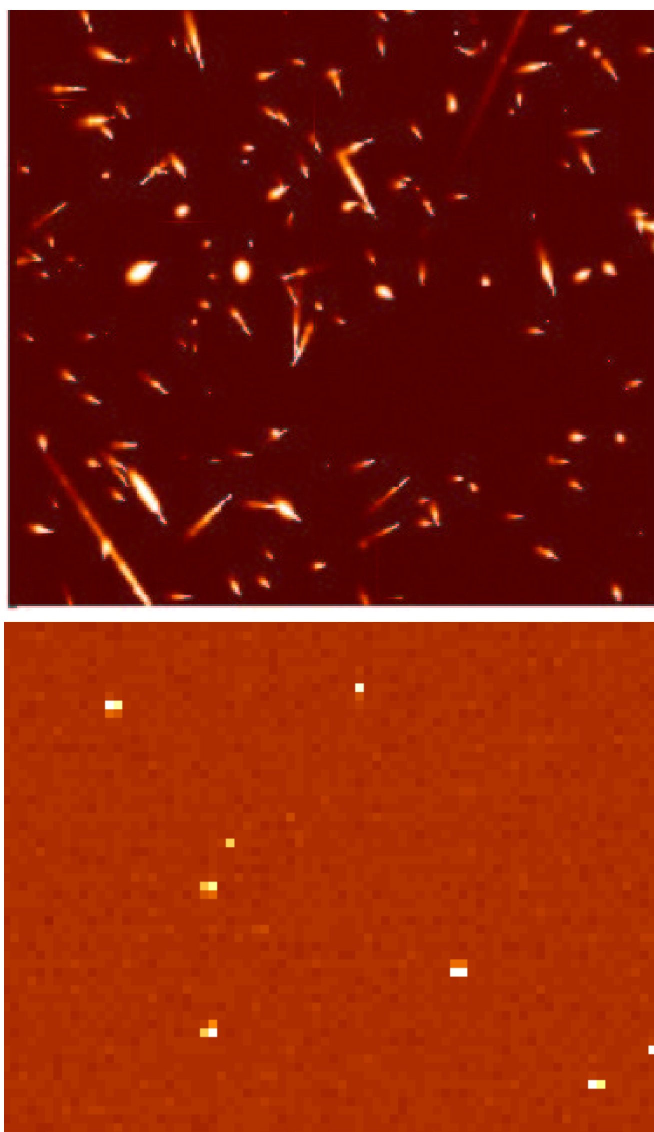


図 3.14: 荷電粒子イベント（上）と、X 線イベント（下）。 [15]

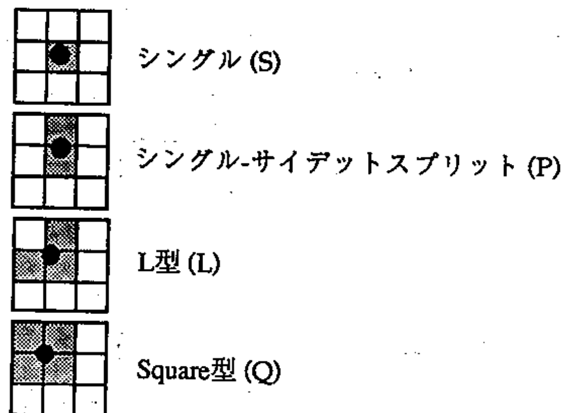


図 3.15: X 線イベントのパターン。多くとも 2 × 2 ピクセル以内に収まる。 [7]

グレード判定法

抽出したイベントに対して、信号電荷の広がりをピクセルの波高値パターンで分類した「Grade」を設定し、複数ピクセルにまたがった X 線の信号電荷を加算する方法がグレード判定法である。

§3.2.3 で述べたように、X 線が作る信号電荷の広がり自体は、1 ピクセルよりも小さい。従って、X 線の信号電荷は、以下の図 3.15 に示すように、2 × 2 ピクセル以内に収まる 4 パターンに分類できる。従って、グレード判定法では、X 線イベントの広がり方を検討するために 3 × 3 ピクセルの領域を考える。

グレード判定法におけるイベントの分類、すなわち Grade 判定について説明する。Grade 判定の例を図 3.16 に示す。Grade 判定は、抽出されたイベント一つ一つに対して、隣接ピクセルにどの程度電荷が広がっているかで分類する。具体的には、あるしきい値を定めて、イベントの中心ピクセルの周りにそれを超える波高値のピクセルがどう分布しているかで判定する。このときに設定するしきい値を、Split Threshold と呼ぶ。読み出し方向は図 3.13 と同じ。イベント中心に対して Grade 判定を実行し、各 Grade に対して適切な方法で周囲のピクセルを足し合わせることで、信号電荷の正確な再構築を実現している。また、広がりの大きいイベントは非 X 線 Grade として棄却する事で、バックグラウンドと X 線を効果的に分類している。

3.3 性能評価の指標

CCD の性能評価をするにあたり、代表的な評価項目を説明する。

3.3.1 量子効率

量子効率（Quantum Efficiency, QE）と呼ぶ。QE は、CCD に入射した全光子のうち、CCD 素子の内部で有効な信号電荷を作った光子の割合で表される。 [4]

理想的な CCD はあらゆる光に対して QE は 100%だが、実際は、QE は光の波長すなわちエネルギーに大きく依存する。X 線に関しては、エネルギー毎に透過力が違ったり、素子の構造により特定のエネルギーの光が空乏層以外で吸収されてしまうことが原因で、QE は 100%にはならない。

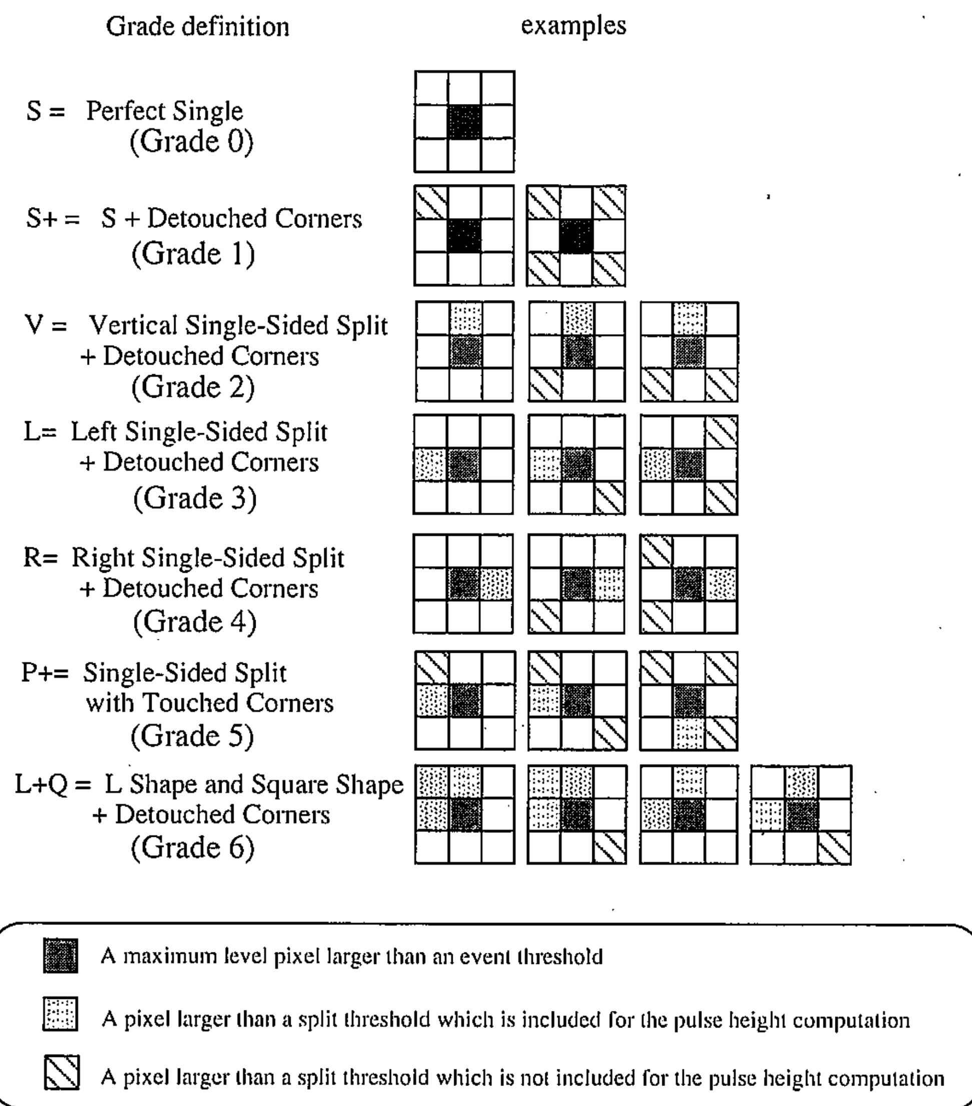


図 3.16: グレード判定の例。手法は ASCA 衛星の時に確立したので ASCA グレードと呼ばれている。どのパターンにも当てはまらないイベントは Grade 7 に分類される。X 線イベントとして認識されるのは Grade 0、2、3、4、6、の 5 つのグレードである。 [22] [7]

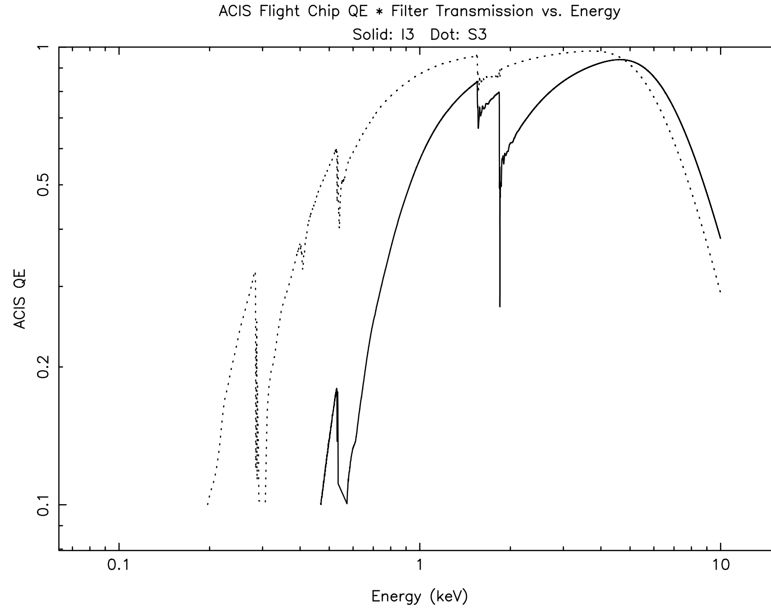


図 3.17: X 線 CCD の QE。*Chandra* ACIS のもの。点線が BI、実線が FI。可視光遮断用フィルター等の影響で、特定のエネルギーのところで QE が悪化し、エッジのような構造がみえる。電極や酸化膜による吸収が無いので、吸収を受け易い低エネルギー側は BI の方が QE が高い。高エネルギー側で FI の方が QE が高いのは、BI よりも空乏層が厚いため。 [3]

図 3.17 は、NASA の X 線天文衛星 *Chandra* の X 線 CCD ACIS の QE である。FI と BI で、QE が異なっている他、可視光遮断用のフィルターによる吸収により、特定のエネルギーで QE が悪化しエッジのような構造になっていることも確認出来る。

3.3.2 ゲイン

入射した X 線光子のエネルギーと最終的な出力波高値の関係を表す係数であり、出力されたデジタル値において、単位デジタル値（ADU）あたりのエネルギー量である。ゲイン G [eV/ADU] は以下のように定義される。

$$E_{\mathrm{x}} = GS \tag{3.15}$$

E_{x} は、入射した X 線光子のエネルギー [eV]、S は、一つのイベントの出力波高値 [ADU] である。また、X 線 CCD において、ゲインは以下のように表される。 [4]

$$G = \frac{W}{S_{\mathrm{FD}} A_{\mathrm{FDA}} A_{\mathrm{pre}} A_{\mathrm{ADC}}} \tag{3.16}$$

W は、Si の平均電離エネルギー [eV/e⁻]（W = 3.65 eV/e⁻ ）、S_{FD} は、信号電荷一個あたりの Floating Diffusion（FD）の電位変化[16][V/e⁻]、A_{FDA} は、FD の電位に対する Floating Diffusion Amplifier（FDA）の MOSFET の増幅率 [V/V]、A_{pre} は、FDA の出力に対する、信号処理直前の

[16] CCD の静電容量で決まる。

前段増幅器（Pre Amplifier）の増幅率 [V/V]、$A_{\rm ADC}$ は、ADC がプリアンプで増幅された電位差をデジタル値 [ADU] に変換するときの係数 [ADU/V] である。ゲインは近似的に一次関数で表されるが、W 値の変化や、$A_{\rm ADC}$ の非線形性などがあるので、それ自体がエネルギーの関数になっている。ゲインを精度良く求める事が、入射 X 線のエネルギーを正しく見積もるにあたり重要である。

3.3.3 電荷転送効率（電荷転送損失率）

電荷転送効率（Charge Transfer Efficiency, CTE）は、CCD 素子の一つのピクセルから隣のピクセルへ信号電荷を転送する効率の事である。CTE は、転送先のピクセルに蓄積された電荷量と、転送元のピクセルにあった電荷量の比で定義される。 [4] 例えば、あるピクセルに信号電荷が 1000 個蓄積されていたとする。一回の転送で隣のピクセルに移動した際、信号電荷の個数が 999 個であった場合、CTE は 999 / 1000 = 0.999（i.e. 99.9%）となる。実際に電荷の転送効率を評価する際に、しばしば使われるのが電荷転送非効率（Carge Transfer Inefficiency, CTI）である。CTI は、以下のように定義される。

$$\mathrm{CTI} = 1 - \mathrm{CTE} \tag{3.17}$$

電荷転送が不完全になるのは、素子内のシリコン結晶に生じた格子欠陥が原因である。信号電荷は、転送中に格子欠陥でトラップされることがあるからである。格子欠陥は、に存在する荷電粒子が素子内に入射し、大量のエネルギーを一度に落とす事で生じる。これを、放射線損傷と呼ぶ。放射線損傷による CTE の悪化を防ぐためには、荷電粒子が素子に入り込まないようにシールドを徹底するのが第一である。また、荷電粒子が入射してしまった場合、素子を冷却する事が CTE 悪化の防止につながることが確認されている。

一つの信号電荷を生成するのに必要なエネルギーは、$W = 3.65$ eV なので、信号電荷一つの違いは、最終的に推定する X 線のエネルギーに 3.65 eV の違いを与える。従って、X 線 CCD 検出器において、CTE はかなり高い水準が要求される。現在、ASTRO-H SXI 向けの素子では、空乏層厚 200 μm の BI 素子で、CTI $\simeq 1.5 \times 10^{-5}$ を達成している。(sxi-all より。発表資料等、要出典。)

3.3.4 暗電流

半導体の中では、熱エネルギーにより荷電子帯の電子が伝導体に遷移し、電気伝導を担うキャリアが自然に生成する。CCD 検出器では、この電荷のことを暗電流（Dark current）と呼ぶ。呼び方は、CCD に光を照射していない時でも発生する事に由来する。通常、暗電流は電子個数（e^-）で評価する。CCD で支配的なのは、空乏層で発生する暗電流と、酸化膜層との境界付近で発生する暗電流である。この二成分を考慮すると、暗電流は、以下の式で表現出来る。 [4]

$$D_R(\mathrm{e}^-) = CT^{1.5}e^{-E_g/2k_{\rm B}T} \tag{3.18}$$

$D_R(\mathrm{e}^-)$ は平均の暗電流 [e^-/sec/pixel]、C は定数、T は CCD の動作温度 [K]、E_g は荷電子帯と伝導帯のバンドギャップエネルギー [eV]、$k_{\rm B}$ はボルツマン定数（8.62×10^{-5} eV/K）である。

式 3.18 からわかるように、動作温度を下げる事で、暗電流は小さくする事が出来る。しかし、液体窒素温度（77 K、–196 °C）程度まで冷却すると、CCD は検出器として機能しなくなってしまう。生成した信号電荷がすぐに再結合してしまい、キャリアが「凍り付いて」しまうからである。従って、X 線 CCD の動作温度は–90 °C から–120 °C に設定される。

表 3.1: AP、OC の各領域の違い。各領域のデータは、縦転送や露光の有無といった条件の違いがある。

領域	横転送	縦転送	露光
AP	○	○	○
VOC（FFT）	○	○	読み出しの間のみ
VOC（FT）	○	○	-
HOC	○	-	-

本研究で用いた素子は、ASTRO-H SXI の動作温度に準拠して–120 °C で使用した。[17]

3.3.5 ノイズ

CCD の出力信号の評価で重要になるのがノイズ評価である。ここでは、代表的なノイズの種類と、§3.2.6 で述べた、Over Clock 領域を用いたノイズ計算の手法を説明する。

はじめに、Over Clock（OC）領域が Active Pixel（AP）領域と比べてどのような違いがあるかを述べる。表 3.1 に、各領域の違いをまとめる。表 3.1 からわかるように、AP 領域と OC 領域は、それぞれ縦転送の有無、露光の有無の違いがある。これらの条件の違いを利用して、ノイズの評価をする。VOC 領域の条件は、画像の取得方式によって異なる。フルフレームトランスファー（FFT）方式は、読み出し中も全画素が露光しているため、VOC 領域は画素の読み出しをしている間だけ露光することになる。本研究で用いた素子を例に挙げる。本研究で用いた素子は、読み出す画素数が 192 × 544 で、一ピクセルあたりの読み出し時間が 14.4 μms なので、仮に FFT 方式で駆動した場合、全画素を読み出すのに 14.4 × 192 × 544 $\simeq$ 1.5 s となる。露光時間の有無で VOC 領域と AP 領域を比較しようとする場合は、読み出しにかかる時間が露光時間に対して十分小さいかどうかに注意する必要である。

読み出しノイズ

読み出しノイズは、CCD チップからの出力を行う FDA で付加される。実際には、FDA で発生するノイズに加えて、その後の信号処理を行う電気回路でもノイズが発生する。また、真空ポンプや冷凍機等、電気回路の外部からノイズが入り込む事もある。これらをまとめてシステムノイズと呼ぶ。最終的に得られるデータには、あらゆるノイズが加算されるので、システムノイズを含めて読み出しノイズと呼ぶ。読み出しノイズは、ノイズ成分の中で最も寄与が大きく、支配的である。

読み出しノイズは、露光も縦転送もしない HOC 領域で評価する。HOC は、素子の温度の影響をほぼ受けない領域であるため、HOC 領域に含まれるノイズは純粋に読み出しノイズに等しいと考えられるからである。

具体的には、読み出しノイズは以下のようにして求める。

$$N_{\mathrm{readout}} = \sigma_{\mathrm{HOC}} \times \frac{G}{W} \tag{3.19}$$

[17] 暗電流の抑制には–90 °C で十分だが、–120 °C の方が CTE の劣化が抑えられるという理由による。

$N_{\rm readout}$ は読み出しノイズ [e$^-$]、$\sigma_{\rm HOC}$ は、HOC 領域の波高値分布の標準偏差[18] [ADU]、G はゲイン [eV/ADU]、W は、一つの信号電荷を生成するのに必要なエネルギー（平均電離エネルギー）[eV/e$^-$] である。ここでは、読み出しノイズを電子個数に換算して求めている。

暗電流ノイズ

Dark Shot Noise とも呼ぶ。暗電流の生成個数はポアソン統計に従う。最終的なデータ処理で、有効画素領域のゼロレベルを差し引く際に、暗電流も一緒に差し引かれるが、暗電流にはかならず個数ゆらぎがあるので、それがノイズとして寄与する。これが暗電流ノイズである。

暗電流ノイズは露光時間中に蓄積した暗電流（i.e. 暗電荷）の平方根で、以下のように定義される。 [4]

$$N_{DSN} = D_R(\mathrm{e}^-)^{1/2} \tag{3.20}$$

N_{DSN} は、暗電流ノイズ [e$^-$ rms]、D_R(e$^-$) は、一画素あたりの暗電荷 [e$^-$/pixel] である。

暗電流ノイズは、露光時間中に蓄積した暗電流の電子個数の揺らぎなので、露光をした AP 領域と露光をしないが転送経路の条件が AP と等しい VOC 領域を比較して求める。具体的には、以下の式に従う。

$$N_{\rm DSN} = \sqrt{(S_{\rm AP} - S_{\rm VOC}) \times \frac{G}{W}} \tag{3.21}$$

$N_{\rm DSN}$ は暗電流ノイズ [e$^-$ rms]、$S_{\rm AP}$ は、AP 領域のゼロレベルの波高値分布の平均値 [ADU]、$S_{\rm VOC}$ は、VOC 領域のゼロレベルの波高値分布の平均値[19] [ADU]、G はゲイン [eV/ADU]、W は、平均電離エネルギー [eV/e$^-$] である。

暗電流自体は、§3.3.4 で述べたように、十分な冷却をすることで 1 [e$^-$/sec] 以下に抑えられるので、暗電流ノイズはノイズ成分にはさほど寄与しない。

縦転送ノイズ

転送中の反転状態[20]に酸化膜層との境界面にトラップされた電荷キャリアが、後になって解放されることがある。解放された電荷は、ポテンシャルが反転状態から通常状態に移り変わるときに、電場によって加速され、周囲に電子-正孔対を生成する。ここで生成された信号電荷を Spurious charge と呼ぶ。 [4] Spurious charge は X 線によって発生した信号電荷と区別する事ができず、その個数揺らぎがノイズとなる。このノイズを、縦転送ノイズと呼ぶ。

縦転送ノイズは、露光をせずに縦転送のみをする VOC と、露光も縦転送もしない HOC を比較する事で、縦転送ノイズを評価する事が出来る。縦転送ノイズは、以下のようにして求める。

$$N_{\rm vertical} = \sqrt{(S_{\rm VOC} - S_{\rm HOC}) \times \frac{G}{W}} \tag{3.22}$$

$N_{\rm vertical}$ は縦転送ノイズ [e$^-$ rms]、$S_{\rm VOC}$ は、VOC 領域のゼロレベルの波高値分布の平均値 [ADU]、$S_{\rm HOC}$ は、HOC 領域のゼロレベルの波高値分布の平均値[21] [ADU]、G はゲイン [eV/ADU]、W は、平均電離エネルギー [eV/e$^-$] である。平方根の中身が Spurious charge を電子個数に換算したもので、その個数ゆらぎを縦転送ノイズとしている。

[18] 実作業では、波高値分布をガウス分布で近似して標準偏差を求める。
[19] 実作業では、波高値分布をガウス分布で近似して中心値を求める。
[20] Inversion state
[21] 実作業では、波高値分布をガウス分布で近似して中心値を求める。

縦転送ノイズを抑えるためには、酸化膜層にトラップされた電荷が Channel stop に吸収されやすくなるようにしたり、あるいは酸化膜から離れる隙を与えないようにしたり、そもそも反転状態を作らないようにするといった対策が講じられる。対策は、駆動電圧や、クロック波形の形状、タイミングを適切に調整する事で実現される。これらの対策により、暗電流と同様に十分低い水準に抑える事が出来るので、縦転送ノイズもノイズ成分に大きく寄与しない。

Spurious Charge は、実際には露光中に発生した暗電流と区別が出来ないため、縦転送ノイズのデータの処理は暗電流ノイズに含めて行われる。

3.3.6 エネルギー分解能

エネルギー分解能は、検出した X 線のエネルギーを、どの程度細かく測定できるかを表す指標であり、単一エネルギーの X 線に対する検出器の応答で評価される。エネルギー分解能は、X 線検出器で単一エネルギーだけが記録されるときの波高値分布がガウス分布をしていると仮定したとき、半値幅[22]（Full Width of Harf Maximum, FWHM）で定義される。半値幅は、分布の最高値の丁度半分の値をとる位置の、分布の幅で定義される。FWHM 以上離れた位置のエネルギーは、有意に異なるエネルギーとして分解出来るという考えである。ガウス分布における FWHM は、標準偏差 σ に対して、$2\sqrt{2\log 2}\sigma \simeq 2.35\sigma$ で与えられる。半導体検出器の場合は、エネルギー分解能は初期に生成される信号電荷の個数揺らぎで決まるので、次の表式で表される。

$$\Delta E = 2\sqrt{2\log 2} \times W \times \sqrt{F \times \frac{E_x}{W} + N^2} \tag{3.23}$$

ΔE は、エネルギー分解能 [eV]、W は、平均電離エネルギー [eV/e$^-$]、E_{X} は、X 線のエネルギー [eV]、N は、§3.3.5 で述べたような検出器のノイズ成分の和 [e$^-$ rms] である。ここで、F は、ファノ因子（Fano factor）と呼ばれ、生成する信号電荷の個数ゆらぎに対して純粋なポアソン統計からのずれを表している。実際、X 線検出器では、信号電荷の個数揺らぎはポアソン統計で表されるよりも有意に小さい事が確認されており、半導体検出器の場合、$F = 0.1$ 程度になる。 [5] 外部のノイズを全く受けなかった場合、すなわち N=0 であると仮定すると、X 線 CCD のエネルギー分解能は、MnK$_\alpha$ 輝線（5.9 keV）でおよそ 120 eV となる。これが、X 線 CCD 検出器の限界である。

実際の測定結果からエネルギー分解能を計算するには、以下の式に従う。

$$\Delta E = 2.35 \times G \times \sigma_{\mathrm{X}} \tag{3.24}$$

ΔE は、エネルギー分解能 [eV]、G はゲイン [eV/ADU]、σ_{X} は、X 線の波高値分布の標準偏差 [ADU] である。σ_{X} は、波高値分布をガウス関数で近似して算出する。

エネルギー分解能は、X 線検出器の評価項目で最も重要な項目と言える。

3.4 X 線 CCD カメラの課題

空乏層の厚い BI 素子では、電極から遠い位置で入射した X 線がつくる信号電荷が熱拡散で大きく広がってしまう傾向がある。電極から遠い位置では電場が弱くなるため、電荷雲が電極までたどり着くのには長い時間がかかるためである。ここでは、電荷雲のおおきな拡散が、測定データにどのような影響をもたらすのかについて述べる。

[22] 半値全幅とも呼ぶ。

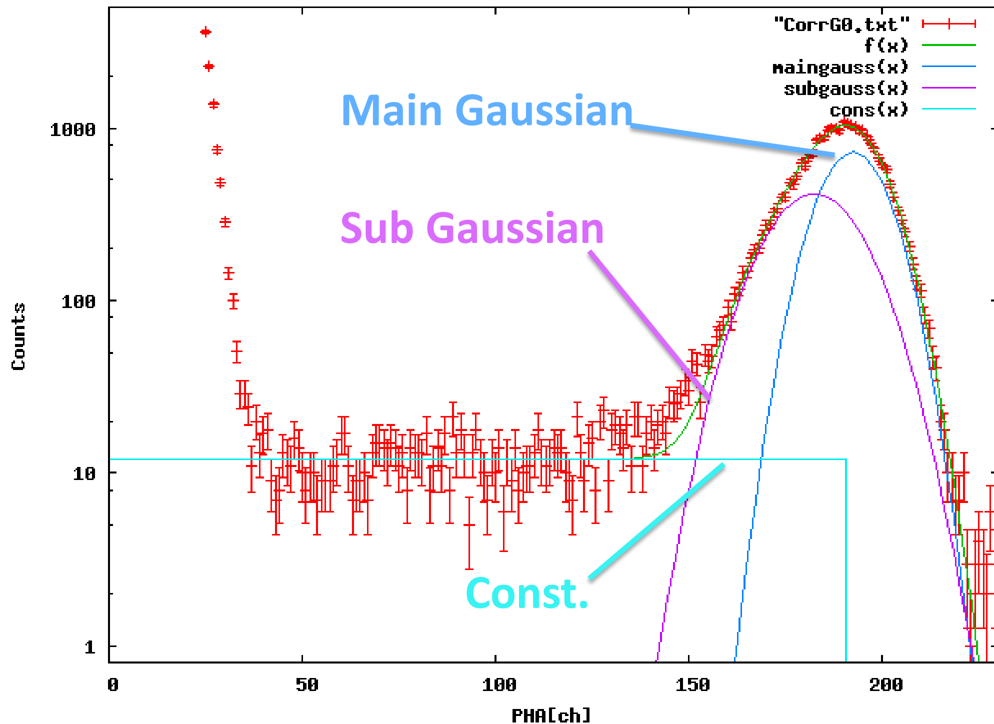


図 3.18: 1.0 keV 単色 X 線のスペクトル。Main Gaussian 成分は、全ての信号電荷を加算したイベント、Sub Gaussian 成分は、split threshold 以下のはみ出しのため一部の信号電荷が加算されなかったイベント、Const 成分は、入射面付近で一部の電荷が失われたイベントであると考えられている。Main Gaussian 以外がテイル成分として観測される。 [12]

3.4.1 輝線のテイル成分

電荷雲の広がりによる影響の一つが、X 線スペクトルの輝線成分にみられるテイル成分である。図 3.18 は、空乏層厚 200 μm の BI 素子で、1.0 keV の単色 X 線のスペクトルを測定した結果である。[23]ガウス関数で表現されたスペクトルの形が、低エネルギー側に尾をひいて伸びたような形状をしているのがわかる。この尾のような構造を、テイルまたはテイル成分と呼ぶ。図 3.18 では、Sub Gaussian 成分と Constant 成分の和で、テイル成分を表している。テイル成分は、放射線源からの輝線によるイベントが、電荷の収集が不完全であるために低エネルギー側にずれたものの集まりであると考えられている。グレード判定法では、split threshold 以下の電荷のはみだしは集計されないため、収集する電荷量が少なくなるイベントが存在する。そのため、X 線が吸収される位置によっては、電荷の収集が不完全になるイベントが生じる。これが Sub Gaussian 成分である。また、電荷雲の一部が入射面付近でトラップされてしまい、電荷の収集が不完全になったイベントが Constant 成分であると考えられている。 [8] 電荷雲が大きく拡散すると、テイル成分のうちの Sub Gaussian 成分がおおきくなる。テイル成分の存在は、輝線成分をガウス関数で表現した時のガウシアン幅を広げてしまい、結果的にエネルギー分解能を悪くする。

電荷のはみ出し量は、ピクセルの大きさと電荷の広がりの比で決まる。電荷の広がりが大きい場合でも、§3.4.2 述べている、2×2 binning を行い、見かけ上ピクセルを大きくしてやれば、電荷のはみ

[23]2012 年 10 月、高エネルギー加速器研究機構 KEK-PF で測定。

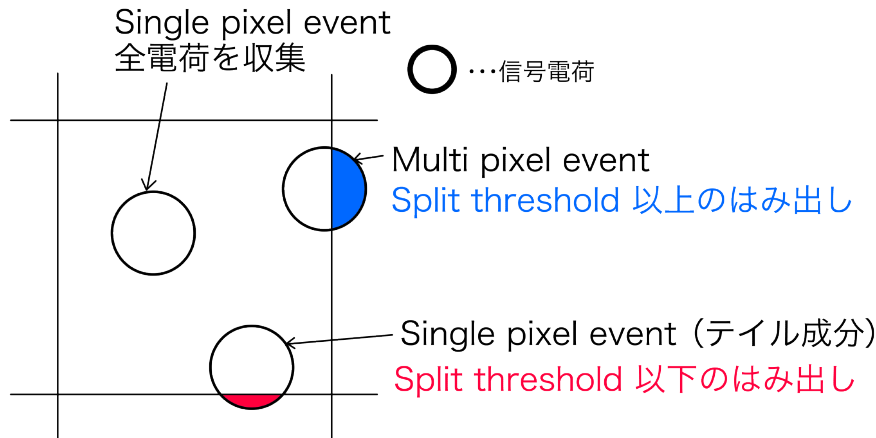


図 3.19: テイル成分が発生するしくみ。split threshold 以下の電荷のはみだしは計数されない。

出しは抑えられるはずである。実際には、FI 素子の場合、電荷の広がりは数 μm で、24 μm × 24 μm のピクセルサイズの 1/4 程度である。一方、SXI [24] の場合、電荷の広がりは直径 24 μm 以上で、2×2 binning してもピクセルサイズは 48 μm × 48 μm なので、電荷の広がりはピクセルサイズの 1/2 以上になる。したがって、2×2 binning をした状態でもかなり電荷のはみ出しは多いはずである。仮に、4×4 binning にすれば、電荷のはみ出しは、FI と同じ程度になると期待される。ただし、後述の binning によるデメリットが大きい。

解析方法の工夫でテイル成分を抑えることもできる。例えば、split threshold を低く設定して、電荷の収集を完全にできるようにすることが考えられる。しかし、そうすると、読み出しノイズ由来の電荷の揺らぎを拾ってしまうので、Grade 0 に分類されるシングルピクセルイベントが少なくなってしまう。また、X 線以外に由来する電荷と X 線由来の電荷の区別がつきにくくなり、X 線イベントが Grade 7 として捨てられてしまったりする。

以上より、テイル成分の根本的な解決法は、電荷雲の広がりを抑制するしかない。

3.4.2 2×2 binning

電荷雲の拡散に対処する一つの方法が binning（ビンまとめ）である。binning とは、隣接する複数のピクセルをまとめて、仮想的に大きな 1 ピクセルとして扱う方法である。これにより、電荷雲が複数ピクセルにまたがって広がってしまっても、シングルピクセルイベントとして扱うことが出来たり、split threshold 以下の信号電荷のはみ出しをもれなく集める事が出来る。binning には、CCD チップ上で信号電荷をまとめて 1 ピクセルとして読み出す On-chip binning と、全ピクセルを一つずつ読み出した後で、データ処理の段階でおこなう Off-chip binning の二種類がある。後者の場合は読み出しノイズも加算されてしまうため、binning は On-chip でおこなう方が有利である。CCD チップ上で 2×2 ピクセルに渡る領域をまとめて読み出すことを、2×2 On-chip binning と呼ぶ。

§3.4.1 で述べたように、現在、空乏層厚 200 μm の BI 素子では、素子内部の信号電荷の広がりが予想よりも大きく、ほとんどの電荷雲は 24μm × 24μm の 1 ピクセルに収まらないことが分かっ

[24] ASTRO-H 搭載の X 線 CCD カメラ Soft X-ray Imager（SXI）。空乏層厚 200 μm の BI CCD を採用している。1 ピクセルの大きさは binning なしの状態で 24 μm × 24 μm。

ている。従って、Grade 0 のイベントを用いて性能評価を行うにあたり、binning をした後のデータで Grade 判定を行う必要がある。

binning によって電荷の広がりに対処する事ができるが、デメリットもある。まず、実効的なピクセルサイズが大きくなるので、位置分解能が悪くなるという点である。§1.2 で述べたように、ピクセルの小型化で高解像度を実現できるのが CCD 検出器の長所であるが、これでは性能を活かしきる事ができない。次に、荷電粒子と X 線の区別が出来なくなるという点である。現在両者を区別する方法には Grade 判定法が使われているが、広がりが最大 2×2 ピクセルとする X 線グレードと、それ以上に広がった Grade7 に分類される、荷電粒子によるイベントは、2×2 以上に binning すると区別がしにくくなる。また、binning によりピクセルサイズを大きくすると、pile-up が起きやすくなる点もデメリットの一つである。pile-up とは、一回の露光時間の中で、同じピクセルに二つ以上の光子が入射することで、光子のエネルギーが見かけ上大きくなる現象である。実際には、信号電荷はグレード判定で加算されるので、3×3 ピクセルの中に二つ以上の光子が入射すれば pile-up となる。仮に 2×2 binning をすると、pile-up が起きる確率は単純に 4 倍になる。これは、特にフラックスの大きい、明るい天体を観測する際に大きく不利になる。

本研究で使用した素子は、2×2 binning をしないと Grade 判定が機能しないというのが現状である。電荷雲の広がりを抑制できれば、2×2 binning を使わなくてもシングルピクセルイベントとして検出することができる。

今後、本論文中で特に断りのない場合は、binning は On-chip binning を指すものとする。

第 4 章　磁場印加実験

空乏層の厚い背面照射型（BI）CCD は、高エネルギーの X 線にも低エネルギーの X 線にも高い感度を持つというのが長所である。そのため、ASTRO-H をはじめとする将来の X 線天文衛星では、空乏層の厚い BI CCD を用いた CCD カメラが標準的に使われる予定である。しかし、空乏層の厚い BI CCD は、§3.4 で述べたように、信号電荷が大きく広がる傾向があり、それによる性能劣化が避けられない。本研究では、この問題の解決方法の一つとして、外部から磁場を印加するという方法を試みた。本章では、信号電荷の拡散に対する解決案について説明し、おこなった実験の内容およびその結果を述べる。

4.1　外部からの磁場印加

電荷雲の拡散を抑制するために、CCD 素子の外部から、X 線の入射面に対して垂直に、一様な平行磁場をかける方法を検討した。以下に、磁場によって電荷雲の拡散が抑制される原理と、実現方法を述べる。

4.1.1　原理

X線 CCD で検出される電荷雲の大きさは、転送チャネルに収まった時の電荷分布で決まる。従って、ここでは、X線が光電吸収されてから電荷雲が転送チャネルに収まるまでの過程について考える。この間で磁場が影響する過程としては、光電吸収により飛び出した光電子が電子正孔対を作りながら空乏層中を進む進路と、形成された電荷雲が転送チャネルに収まるまでの間の拡散の 2 つがある。磁場印可実験に合わせて入射X線のエネルギーを 5.9 keV とすると、光電子のエネルギーは 4 keV 程度である。このようなエネルギーの電子の Si 内での飛程は 1 μm にも満たないので、後の電荷雲の拡散に比べれば無視できる。そこで、ここでは光電吸収の結果形成された電荷雲が、転送チャネルに収まるまでの間の拡散についてのみ考えることにする。

CCD の電極が並ぶ面と平行に xy 平面をとり、z 軸の向きは、電場の方向と同じとする。空乏層で生成された信号電荷は、z 軸方向には電場によるドリフト運動、xy 方向には熱運動による拡散を行う。二つの運動は独立なので、z 軸方向と xy 方向のそれぞれを独立に考えて良い。z 軸方向のドリフトと xy 方向の拡散は、どちらも結晶格子のフォノンや不純物原子等による散乱をうけながらの運動になる。CCD 素子内の信号電荷は、一定の距離だけ直進したのちに散乱され、向きを変える。この時、散乱されるまでに進んだ距離の平均値を平均自由行程と呼び、散乱されるまでにかかった時間の平均値を平均自由時間と呼ぶ。ここまでは、磁場がある場合でも無い場合でも共通している。

磁場がある場合を考える。まず、一つの電荷が磁場から受ける影響を説明する。運動する荷電粒子は、進行方向に垂直に、磁場からローレンツ力を受ける。電荷 q の荷電粒子が磁束密度 $\boldsymbol{B}$ の磁

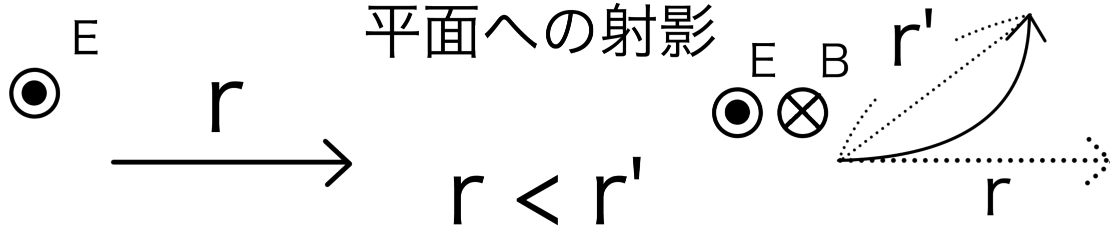


図 4.1: 正孔の一回の散乱間の経路変化を磁場に垂直な平面に射影したもの。経路が湾曲する事で磁場と垂直方向へ進む直線距離が小さくなる。

場を、速度 $\boldsymbol{v}$ で横切るとき、磁場から受けるローレンツ力 $\boldsymbol{F}_{\mathrm{L}}$ は次のように表される。

$$\boldsymbol{F}_{\mathrm{L}} = q(\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) \tag{4.1}$$

式 4.1 からわかるように、ローレンツ力は荷電粒子の進行方向に垂直に働く。そのため、磁場がある環境では荷電粒子は磁力線を横切って直進できない。

磁場が存在する場合、一回の散乱から次の散乱までの間に、磁場に垂直な方向への運動がローレンツ力を受けて変化する。電場と、それに平行な一様磁場が存在する時のキャリアの運動を磁場と垂直な平面に射影したとき、平面方向すなわち電荷が拡散する方向への移動距離が小さくなる。図 4.1 に、磁場があるときとないときの、信号電荷の経路の変化を示す。ここで、一つのキャリアが、$t = 0$ に（x , y , z）＝（0 , 0 , z）で散乱されたとして、図 4.1 の r と r' について考える。キャリアの速度の xy 成分を v_x, v_y とすると、平面方向の運動方程式は、式 4.1 のローレンツ力を用いて

$$\begin{aligned} m^* \frac{\mathrm{d}v_x}{\mathrm{d}t} &= qv_yB \\ m^* \frac{\mathrm{d}v_y}{\mathrm{d}t} &= qv_xB \end{aligned}$$

となる。磁場の成分は、$\boldsymbol{B} = (0, 0, B)$ とした。m^* は一つのキャリアの有効質量、q はキャリアの電荷量である。$t = 0$ で $v_x = v_0$, $v_y = 0$ として v_x, v_y を解き、$t = 0$ で $x = 0$, $y = 0$ を初期条件として、x, y を解くと、

$$\begin{aligned} x &= \frac{v_0}{\omega_{\mathrm{c}}} \sin \omega_{\mathrm{c}} t \\ y &= \frac{v_0}{\omega_{\mathrm{c}}} \cos \omega_{\mathrm{c}} t - \frac{v_0}{\omega_{\mathrm{c}}} \end{aligned}$$

となる。ここで、ω_{c} は、サイクロトロン周波数で、$\omega_{\mathrm{c}} = |q|B/m^*$ で定義される。従って、$t = 0$ から、次に散乱されるまでの間に移動する平面距離 r, r' は、それぞれ次のように表せる。

$$\begin{aligned} r &= v_0 \tau \\ r' &= \sqrt{x(\tau')^2 + y(\tau')^2} = \frac{v_0}{\omega_{\mathrm{c}}} \sqrt{2(1 - \cos \omega_{\mathrm{c}} \tau')} \end{aligned} \tag{4.2}$$

ここで、散乱されるまでにかかる時間、すなわち平均自由時間を、磁場がない場合とある場合でそれぞれ τ, τ' とした。

ここまでは一つの電荷の運動に着目してきたが、次に、多数の電荷の集まりである電荷雲の運動について説明する。電荷雲を、衝突が無視出来ない流体として考える。磁場が無い場合、電荷雲を

構成する微小部分について Euler の運動方程式を考えると、次のようになる。

$$m^* n \left(\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + (\boldsymbol{v} \cdot \nabla) \boldsymbol{v} \right) = qn\boldsymbol{E} - \nabla p - m^* n \nu \boldsymbol{v} \tag{4.3}$$

m^* は一つのキャリアの有効質量、n はキャリアの数密度、$\boldsymbol{v}$ は流体の速度、q はキャリアの電荷量、p は圧力、ν は一つのキャリアの単位時間あたりの衝突回数を表す。

左辺第一項は加速度、左辺第二項は流体が流れてくることにより生じる速度変化、すなわち移流項を表している。右辺第一項はキャリアが電場から受ける力、右辺第二項は圧力勾配により生じる力、右辺第三項はキャリアが衝突にともなって受ける運動量変化を表している。拡散速度が衝突速度に比べて十分遅いことから、準定常状態だと考えると、$\partial \boldsymbol{v}/\partial t = 0$ と近似できる。また、CCD 素子内ではキャリアは結晶格子と頻繁に衝突しており、このような ν が十分大きい状況では、衝突による運動量変化が移流項に比べて大きいので、移流項を無視できる。圧力は、状態方程式から、$p = nk_{\mathrm{B}}T$ とする。(T は温度 [K]。)従って、式 4.3 は左辺 $= 0$ とすることができ、次のように書き換えられる。

$$\begin{aligned} \boldsymbol{v} &= \frac{q}{m^* \nu} \boldsymbol{E} - \frac{k_{\mathrm{B}} T}{m^* \nu} \frac{\nabla n}{n} \\ &= \mu \boldsymbol{E} - \frac{D}{n} \nabla n \end{aligned}$$

μ と D は、§3.2.3 で述べた移動度と拡散係数である。一方で、磁場がある場合の運動方程式は、式 4.1 のローレンツ力を加えて、

$$m^* n \left(\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + (\boldsymbol{v} \cdot \nabla) \boldsymbol{v} \right) = qn(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) - \nabla p - m^* n \nu \boldsymbol{v} \tag{4.4}$$

となる。磁場は、図 4.1 と同方向とし、一様平行なものとする。すなわち、$\boldsymbol{B} = (0, 0, B)$ とする。磁場の方向に z 軸をとり、それに垂直な平面、すなわち xy 方向の成分について考える。磁場が無い場合と同様に、左辺 $= 0$ とすると式 4.4 は次のように書ける。

$$\begin{aligned} m^* n \nu v_x &= qnE_x - k_{\mathrm{B}} T \frac{\partial n}{\partial x} + qnv_y B \\ m^* n \nu v_y &= qnE_y - k_{\mathrm{B}} T \frac{\partial n}{\partial y} + qnv_x B \end{aligned}$$

これを、v_x と v_y について解くと、

$$v_x \left(1 + \frac{\omega_{\mathrm{c}}^2}{\nu^2} \right) = \mu E_x - \frac{D}{n} \frac{\partial n}{\partial x} + \frac{\omega_{\mathrm{c}}^2}{\nu^2} \frac{E_y}{B} - \frac{\omega_{\mathrm{c}}^2}{\nu^2} \frac{kT}{qB} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} \tag{4.5}$$

$$v_y \left(1 + \frac{\omega_{\mathrm{c}}^2}{\nu^2} \right) = \mu E_y - \frac{D}{n} \frac{\partial n}{\partial y} - \frac{\omega_{\mathrm{c}}^2}{\nu^2} \frac{E_x}{B} + \frac{\omega_{\mathrm{c}}^2}{\nu^2} \frac{kT}{qB} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} \tag{4.6}$$

となる。μ, D は、磁場が無い場合の移動度と拡散係数、ω_{c} はサイクロトロン振動数で、$\omega_{\mathrm{c}} = qB/m^*$ で定義される。右辺第一項は電場方向への移動、第二項は密度勾配による拡散、第三項は $\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B}$ ドリフト、第四項は反磁性ドリフトを表している。電場方向の移動と拡散について、磁場がない場合と比較すると、磁場を横切って動く時の移動度 μ' と拡散係数 D' は、

$$\mu' = \frac{\mu}{1 + \frac{\omega_{\mathrm{c}}^2}{\nu^2}} = \frac{\mu}{1 + (\mu B)^2} \tag{4.7}$$

$$D' = \frac{D}{1 + \frac{\omega_{\mathrm{c}}^2}{\nu^2}} = \frac{D}{1 + (\mu B)^2} \tag{4.8}$$

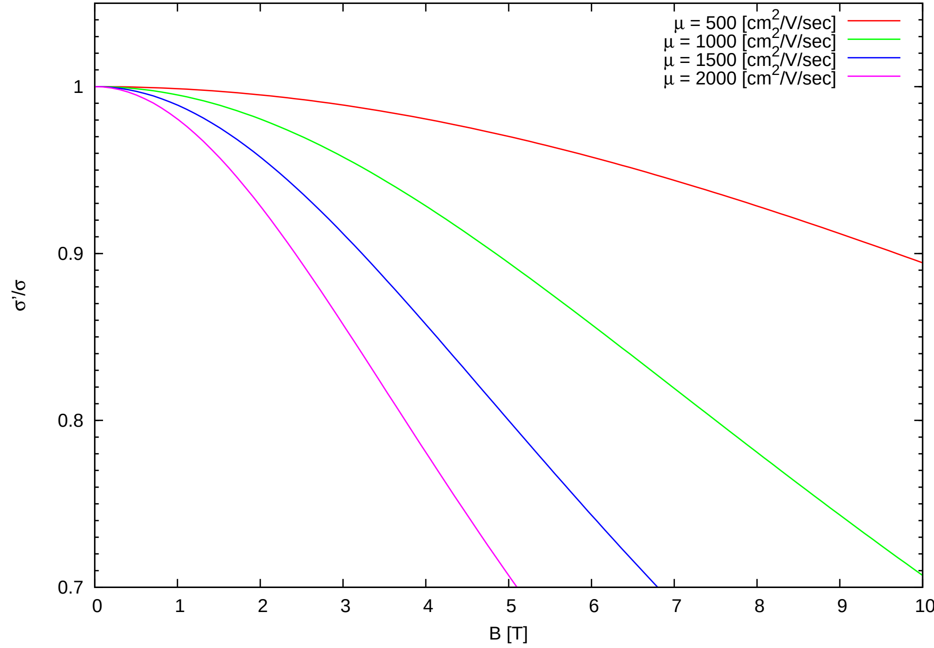


図 4.2: 磁場と信号電荷の拡散の関係。移動度によって異なるが、拡散を抑えるには大きな磁束密度が必要であることがわかる。

と表せる。改めて、式 3.10 に従って信号電荷の拡散を考えると、磁場がある場合に電極に収集された信号電荷の広がり σ' は次のように表せる。

$$\frac{\sigma'}{\sigma} = \frac{1}{\sqrt{1+(\mu B)^2}} \tag{4.9}$$

磁場の方向は z 軸と同じ向きのため、z 方向の移動度 μ_z は変化しないということを用いた。図 4.2 に、磁束密度と、磁場印加前後での拡散半径の比の関係を示す。磁場がないときの移動度 μ [cm^2/V/sec] は、比抵抗に反比例するので、半導体中では以下の様にあらわされる。

$$\mu = \frac{1}{\rho q n} \tag{4.10}$$

ここで、ρ は素子の比抵抗 [Ω cm] で、q はキャリアの電荷 [C]、n はキャリアの密度 [/cm^3] である。μ は、温度によっても変化する。Si 結晶中の電子・正孔の移動度は、X 線 CCD に使われるような高比抵抗の素子の場合、温度 T=300 K で、それぞれ 1350 cm^2/V/sec，450 cm^2/V/sec で、T=153 K で、それぞれ 6800 cm^2/V/sec，1980 cm^2/V/sec となる。従って、–120 °C で CCD を駆動し、磁束密度 1 T の磁場を印加した場合、電荷の拡散は約 96%に抑えられる。また、仮に電荷の拡散を 90%にしようとすると、約 2.4 T の磁束密度が必要になる。拡散を大きく抑えるためには数テスラの大きな磁束密度が必要になることがわかる。

4.1.2 電荷転送時に受けるローレンツ力

磁場がある環境では、信号電荷の転送時にもローレンツ力が電荷に働く。ここでは、ローレンツ力が電荷の転送に与える影響について述べる。

本研究で用いた CCD は、ピクセルレートを 69.44 kHz で駆動している。すなわち、一つのピクセル間の転送には約 14.4 μs かかる。X 線 CCD のように少ない電荷を転送する場合は、信号電荷の移動は熱拡散によるものが支配的である。熱拡散により一ピクセル分（24 μm）だけ移動するのにかかる時間は、拡散方程式の次元解析より、$L^2/D \sim$0.2μs。ここで、拡散係数は移動度よりアインシュタインの関係式（式 3.12）を使って 26 cm^2/s とした。これは、クロックで決まる転送速度に比べて 2 桁ほど早い。

先に述べたように、磁場により拡散係数はわずかしか変化しない。つまり、磁場が存在しても、拡散でピクセル間を移動するのにかかる時間がクロックで決まる転送時間より桁違いに小さいことに変わりはない。したがって、磁場印可により電荷転送は影響を受けないと考えられる。

4.1.3 先行研究

森尾 [10] は、空乏層厚 40 μm、ピクセルサイズ 24 μm $\times$ 24 μm の n-channel 型の FI 素子に、約 0.6 T の磁場を印加した。結果、信号電荷が 2 $\times$ 2 ピクセル以上に広がったイベントである Grade 7 の割合が有意に減少することを確認した。一方で、エネルギー分解能の有意な変化を確認する事はできなかった。

本研究で用いる素子は、空乏層厚が 200 μm の素子である。空乏層が厚い素子では、薄い素子に比べて電荷の拡散が大きくなるため、磁場の有無による違いがより顕著に現れることが期待できる。また、先行研究よりも低雑音の電子回路を使用しているため、テイル成分の減少によるエネルギー分解能の改善を確認する事が期待できる。一方で、p-channel 型のため正孔の移動度が小さい分、磁場の影響が表れにくいという点では、不利である。

4.1.4 磁場強度の見積もり

本研究では、印加する磁場の磁束密度の目標を 1.0 T に設定した。ここでは、設定の経緯と根拠を説明する。

実験室で数テスラに及ぶ磁束密度を作り出す事は容易ではない。このような強力な磁場を作るには超伝導状態のコイルを用いた電磁石が必要なためである。そこで、本研究では強力な永久磁石を用いた磁気回路を制作することで、大きな磁束密度を実現する事にした。永久磁石では、最も強力なネオジウム磁石で表面磁束密度約 2 T が限度である。手軽に手に入る価格のもので、かつ実験を行う際に取り扱いが容易な大きさ、形状のものとなると、0.3 T のものを選ぶのが妥当であると判断した。この磁石を複数使い、次節で説明する磁気回路によって 0.3 T の磁場を約 1.0 T に圧縮する事ができると考えた。

また、先行研究では約 0.6 T の磁束密度で有意な結果が得られていたことから、磁場の有無で性能の改善を確認するためには 1.0 T は十分な強度であると判断した。

以上の理由で、印加する磁場の強度を 1.0 T とした。

4.1.5 永久磁石を用いた磁気回路の設計

磁場印加の手段には、永久磁石を用いた磁気回路を使用した。磁気回路は、透磁率の高い材料の中を通る磁力線を制御し、より効率よく磁場を扱うようにする考え方の一つである。磁束を電流、電流を起電力、磁場の印加位置を抵抗と対応させると、電気回路と似たような関係性が成り立つので、実現したい磁場の大きさや位置に応じた設計を容易にすることができる。

表 4.1: 電気回路と磁気回路の比較。電気回路と似た感覚で磁場を設計することができる。単位はSI 単位系。

電気回路		磁気回路	
項目	記号 [単位]	項目	記号 [単位]
電流	I [A]	磁束	Φ [Wb]
電流密度	- [A/m^2]	磁束密度	B [T]
起電力	V [V]	起磁力	F [A]
電気抵抗	R [Ω]	磁気抵抗 Rm [-]	
導電率	σ [S/m]	透磁率 μ [H/m]	
コンダクタンス	G [S]	パーミアンス	P [H]
電場	E [V/m]	磁場	H [A/m]
オームの法則	V = I $\times$ R	磁気回路のオームの法則	F = $\Phi \times$ R$_\mathrm{m}$

磁気回路と電気回路の違いについて簡単に説明する。電気回路と磁気回路の物理量及び関係性の対応を、表 4.1 に示す。ここで、磁気回路のパーミアンスは、電気回路のコンダクタンスに対応する量で、$P = 1/R_m = \mu \cdot A/l$ で表される。μ は透磁率、A は磁気回路の断面積、l は長さである。磁気回路のオームの法則に従い、

$$\Phi = P \times F = \frac{\mu A F}{l} \tag{4.11}$$

となるので、磁気回路のどこに、どれだけど磁束を通したいかによって、形状や大きさを決定する。多くの磁束を通すためには、強力な磁石を使い、透磁率の高い材料を使い、最小限の大きさで回路を構成することが重要である。

4.2 実験装置

図 4.3 に、実験系の概念図を示す。実験系は、小型 CCD 素子、エレクトロニクス、真空系、冷却系、磁気回路で構成される。以下、それぞれの部分の詳細について述べる。

4.2.1 mini-CCD

実験で使用した CCD は、空乏層厚 200 μm の BI 素子で、次期 X 線天文衛星搭載の X 線 CCD カメラ Soft X-ray Imager（SXI）で使用される素子の小型版である。[1]この素子を mini-CCD もしくは mini 素子と呼ぶ。図 4.4 は、mini-CCD の外観である。使用した mini-CCD のスペックを表 4.2 に示す。この素子はフレームトランスファー型で、蓄積領域と撮像領域に分かれているが、実験では、蓄積領域にカバーを設置せず、フルフレームトランスファー方式で読み出しをした。データ解析には撮像領域のみを使用した。mini-CCD を駆動したときの、電極電圧の設定を表 4.3 に示す。

[1]SXI 用素子の製造過程でできた余りのシリコンウエハから製造した素子なので、内部構造は全く同じ。
[2]ピクセル数以外は SXI と同等のもの。

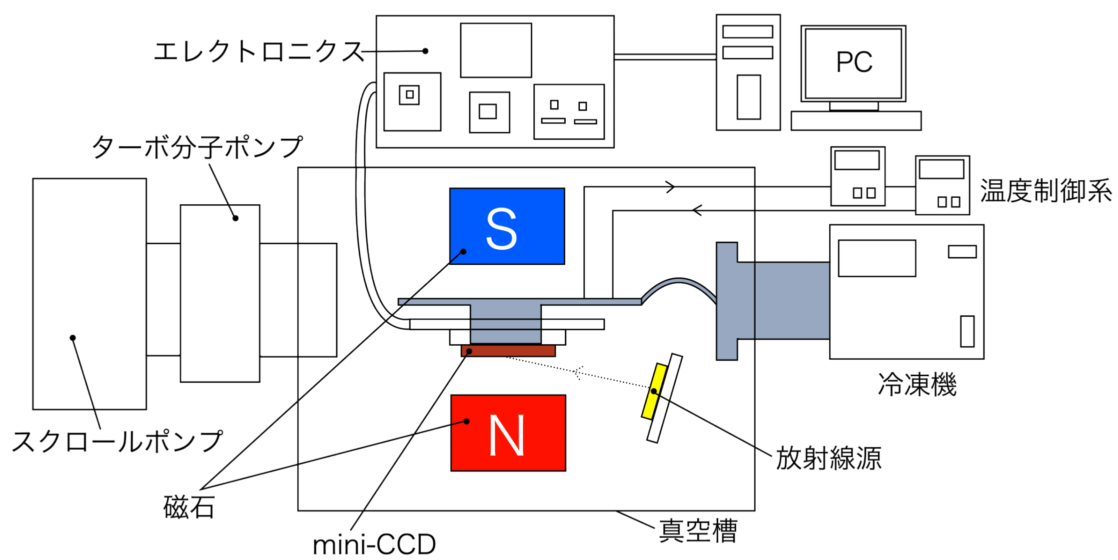


図 4.3: 実験系全体の概念図。

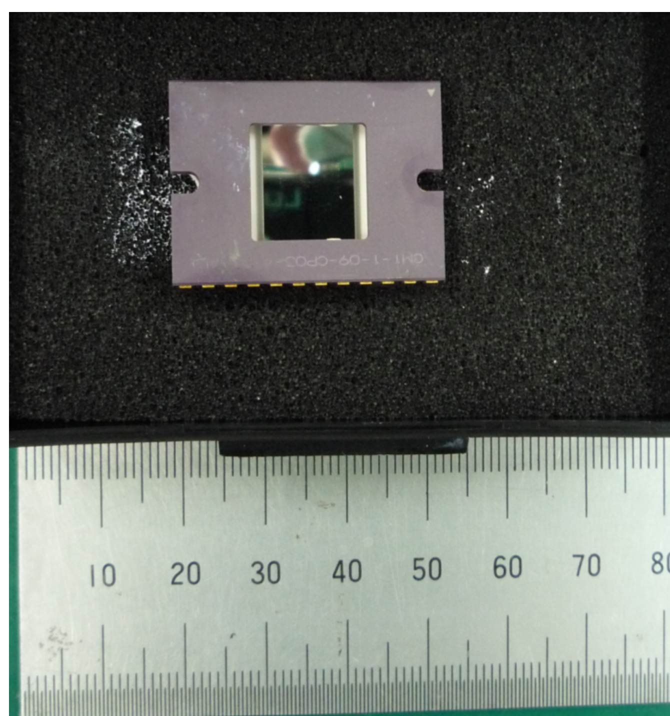


図 4.4: 浜松ホトニクス製 mini-CCD。型番：S11745-0637（X）

表 4.2: 実験で使用した mini-CCD [2]のスペック。 [21]

構成	フレームトランスファー型
ピクセルサイズ（撮像エリア）	24μm(H) × 24μm(V)
ピクセルサイズ（蓄積エリア）	24〜22μm(H) × 16μm(V)
有効画素数	320(H) × 256(V)
全画素数	320(H) × 256(V)
垂直クロック相数	2 相
水平クロック相数	2 相
出力回路	一段 MOSFET ソースホロア

表 4.3: mini-CCD を駆動したときの電圧設定。クロックするものは High と Low の二つの電圧を示した。

電極名	電圧 [V]
RG (Reset Gate) HI/LO	5.0 / –5.0
SG (Summing Gate) HI/LO	7.0 / –5.0
TG (Transfer Gate) HI/LO	3.0 / –5.0
PH (Horizontal clock) HI/LO	3.0 / –5.0
VI (Vertical resister-I clock) HI/LO	3.0 / –5.0
VS (Vertical resister-S clock) HI/LO	3.0 / –5.0
OD (Output Drain)	–20.0
RD (Reset Drain)	–12
OG (Output Gate)	–5.0
BB (Back Bias)	30.0

4.2.2 エレクトロニクス

HEAD 基板、Video ASIC 基板、Video FPGA 基板、MIO board、Driver board、SpW2GbE board の六つの電子基板で構成される。図 4.5 に、電子基板類の接続図を示す。以下、使用した電子基板の機能を述べる。

HEAD 基板

mini-CCD に、電気的および熱的なインターフェイスを提供する役割をもつ電子基板である。図 4.6 は、HEAD 基板の外観である。HEAD 基板は、中央のゼロ・インサーションと呼ばれるソケットに mini 素子を差し込んで使う。各ソケットには後述の Driver board から提供される矩形波や定常電圧が加えられおり、これにより mini-CCD を駆動する事が出来る。また、CCD の出力を、後述の Video-ASIC 基板に渡す回路も備えている。外部との電気的なインターフェースは、駆動信号の入力と CCD からの出力の二つの端子がある。中央の穴には冷却治具が通せるようになっており、ゼロ・インサーションに保持した mini-CCD と接触させ、冷凍機の Cold head との間に熱的な経路を構成する。

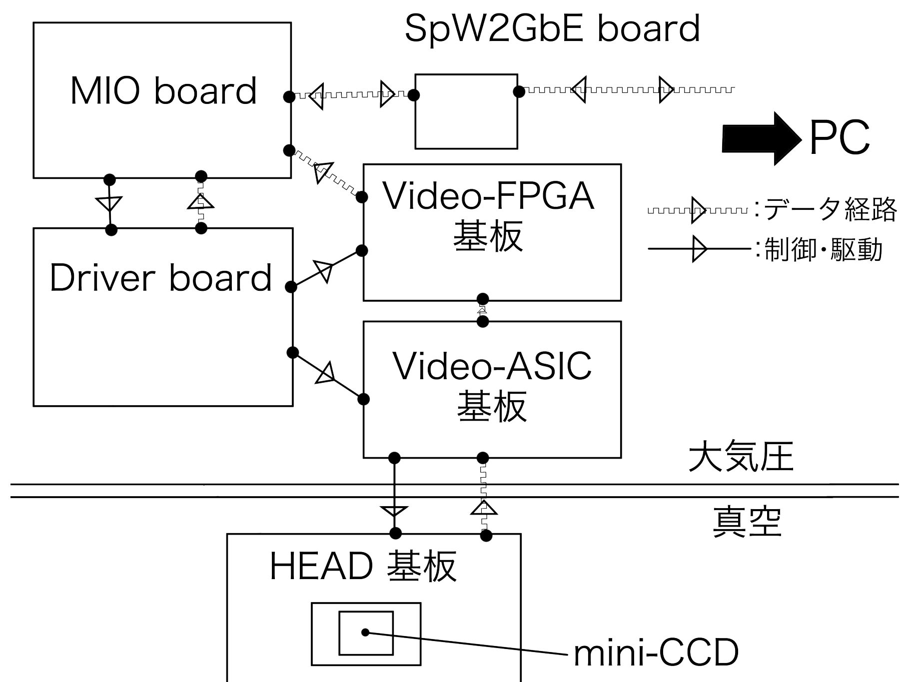


図 4.5: 電子基板類の接続図。

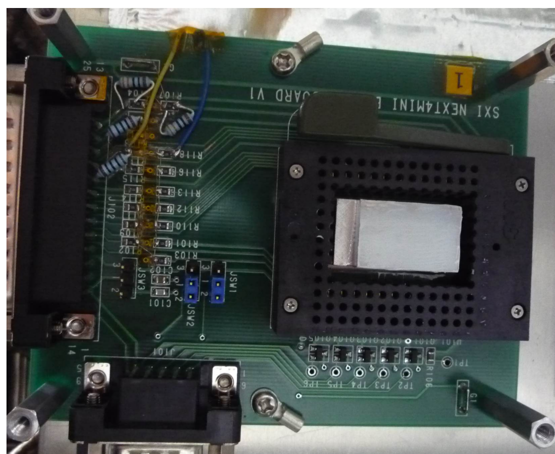


図 4.6: HEAD 基板外観。長方形の黒い部分がゼロ・インサーション。中央の穴は冷却用の金属ブロックが通せるようになっており、CCD との熱的なインターフェースを提供する。

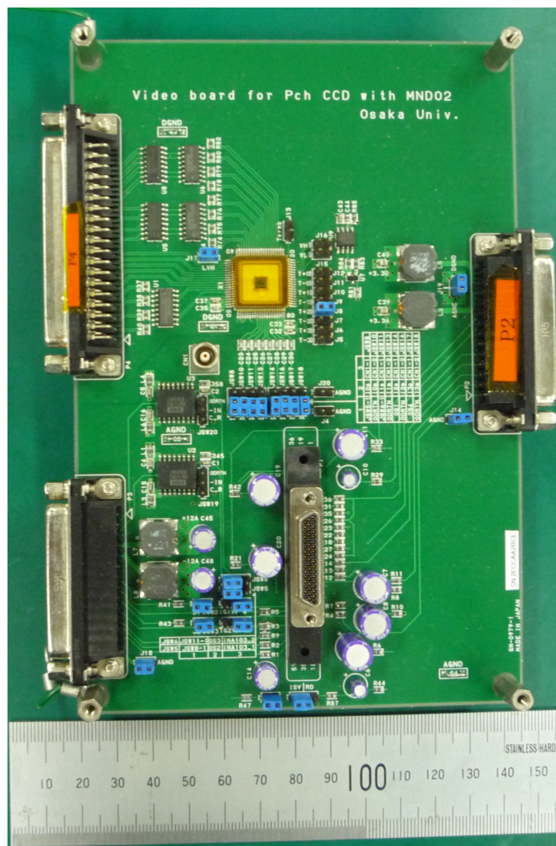


図 4.7: Video ASIC 基板

Video ASIC 基板

図 4.7 に、Video ASIC 基板の外観を示す。後述の Video FPGA と合わせて、ΔΣ-ADC を構成する。ADC とは、Analog to Digital Converter の略で、CCD のアナログ出力波形をデジタル信号に変換する回路のことである。ΔΣ-ADC は、§3.2.6 で述べた、相関多重サンプリングをするために使われている高速の AD 変換回路[3]で、Video-ASIC 基板は、その前半部分を担当する Application Specific Integrated Circuit（ASIC）を搭載した電子基板である。

CCD からの出力波形を受け取った ASIC は、サンプリングをする前にまず信号を増幅する。この増幅器をプリアンプと呼ぶ。プリアンプは、CCD からの信号を最大で 10 倍、最小で 0.63 倍に増幅出来る。CCD の出力の Floating Level と Signal Level には、信号電荷が無くても一定の電位差が生じる。この電位差を打ち消すように、Signal Level にオフセットを加える事が出来る。プリアンプでの増幅とオフセットの付加によって、入力信号の電位差が ΔΣ-ADC の動作範囲に収まるように、かつ、動作範囲を出来る限り有効に使えるように調整する。

増幅された信号は、一ピクセル毎に交互に、異なる二つの ADC モジュレータで並列に処理される。§3.2.6 で述べたように、信号処理には多くの動作が要求されるため、一ピクセル分の信号処理に二ピクセル分の時間を要するためである。二つのモジュレータは、決まって奇数番目もしくは偶数番目のピクセルを処理するので、それぞれ odd モジュレータ、even モジュレータと呼ばれる。

[3]差分（Δ）を計算して、重みを付けて足し合わせる（Σ）という過程を経るのでこう呼ばれる。

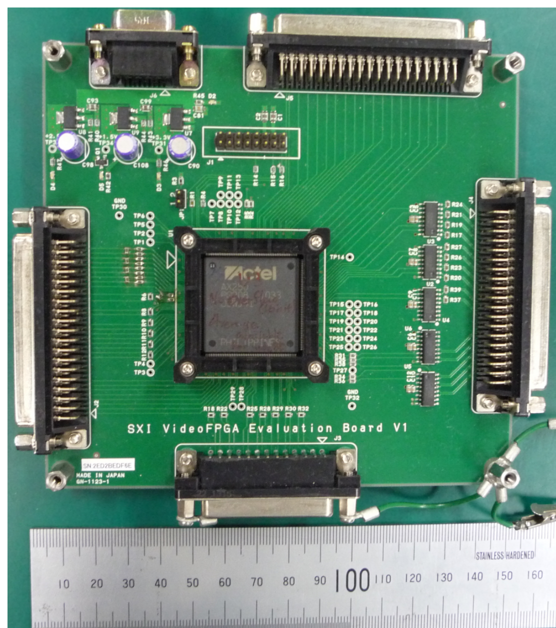


図 4.8: Video FPGA 基板

odd、even のモジュレータは、Floating Level と Signal Level の差を計算、結果を 155 bit のビットストリームに変換して出力する。ビットストリームは後述の Video-FPGA に渡される。

本研究で使用したのは、大阪大学が ASTRO-H 向けに開発した、CCD イメージセンサ高速信号処理 ASIC 「MND02」である。MND02 は、Floating Level と Signal Level をそれぞれ 35 回ずつサンプリングしているので、相関 70 重サンプリング方式と言える。 [16]

odd、even で別々に処理されたデータは、Video-FPGA で処理された後、後述の MIO board でまとめられ、一枚の画像データに合成される。各モジュレータの出力には個体差があるため、奇数番目のピクセルと偶数番目のピクセルでは出力値のオフセットが異なる。そのため、最終的に出力された画像は、何も手を加えない状態では、奇数列と偶数列の縞模様パターンが見られる。

Video FPGA 基板

図 4.8 に、Video FPGA 基板の外観を示す。ΔΣ-ADC の後半を担当する Field Programmable Gate Array（FPGA）を搭載した電子基板である。Video ASIC からの信号に重み付けをして足し合わせ、12bit（0 から 4095 の値）の digital 値で表現された波高値を得る。この機能をデシメーションと呼ぶ。特に、デシメーションをおこなう FPGA 内部のブロックの事をデシメーションフィルタと呼ぶ。デシメーションフィルタを経た波高値は、MIO board に渡される。 [19]

MIO board

図 4.9 に、MIO board の外観を示す。12 bit の digital 値で表された波高値は、Mission I/O board（MIO board）に渡される。MIO board の主な役割は、１，Video board から送られてくる波高値情報を処理し、PC へ送る事、２，マイクロコードと呼ばれるプログラムを解読し、それにした

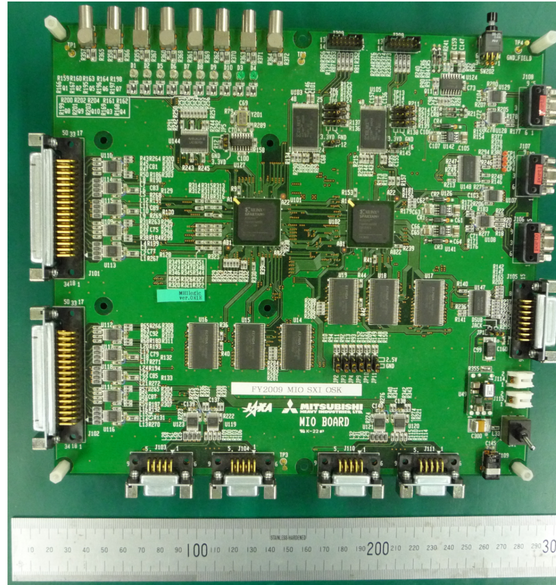


図 4.9: MIO board

がって Driver board に必要な駆動信号を送る事、の二つである。Video board からは、12 bit の digital 値に変換した波高値が順番に送られてくるので、それをあらかじめ設定してある画像フォーマットに従って一枚の画像データにする。作成した画像データは、メモリに格納される。メモリに格納されたデータは、Space Wire と呼ばれる通信規格で外部に送信される。画像データに対して、ダークイメージの作成やイベント候補の抽出等のもすることができるが、本研究ではこの機能は使用していない。同じ処理は、PC 上のソフトウェアで実行した。Driver board には、マイクロコードに従ってクロック波形のタイミングを供給するほか、駆動電圧値などの DAC 設定をしたり、各種電圧値や温度情報など[4]を収集する機能をもつ。

これら MIO の主な機能は、User FPGA、SpW FPGA の二つの FPGA で実装されている。User FPGA ではマイクロコードの読み込み、DAC 設定、クロックタイミングの提供、画像データの処理をおこなう。SpW FPGA では、Sacep Wire を使って、画像データの送信やマイクロコード、DAC 設定ファイルの受信等、外部との通信をする。

Driver board

図 4.10 に、Diver board の外観を示す。MIO のシーケンサからのクロック信号に従い、CCD の駆動、読み出しに必要な駆動信号を生成する。CCD の駆動信号は、Video ASIC 基板を経由して HEAD 基板に送られる。Video ASIC 基板、Video FPGA 基板に対しても、動作に必要なクロックを供給する。また、HK 情報を MIO board に送る。

Video ASIC 基板の電源は、Driver board を経由して提供される。

[4] House Keeping（HK）情報と呼ばれる。

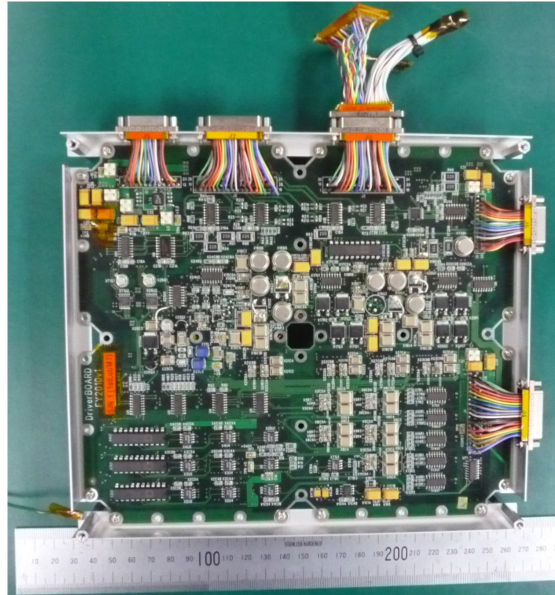


図 4.10: Driver board

SpW2GbE

図 4.11 に、SpW2GbE board の外観を示す。名称は Space Wire to Giga bit Ether の略称。Space Wire は、人工衛星用の通信規格であり、ASTRO-H でも、搭載機器は Space Wire を使って通信することになっている。本実験で使う CCD の駆動およびデータ取得系は、ASTRO-H 搭載の CCD カメラ向けに開発された電子基板類を使っているため、機器間の通信には Space Wire を用いている。SpW2GbE board は、Space Wire と Ether net の 2 つの通信規格の間で信号の変換をおこなう。人工衛星用の信号を一般的な通信規格に変換することで、各種電子基板と実験室の計算機の間でやりとりをすることができる。

4.2.3 PC

各種電圧設定を記載した DAC 設定ファイルと CD の駆動波形や駆動パターンの指示を記録したマイクロコードファイルを編集し、MIO に送信する役割を持つ。また、Ether net 経由で取得したデータを保存し、詳細なデータの解析をする。

取得したデータは、各画素の波高値のみが記述された PGM フォーマットの画像になっている。これを、天文分野で広く使用される FITS 形式のファイルに変換する。FITS は、the Flexible Image Transport System の略称で、データの詳細を記述したヘッダ情報と、様々な情報が行・列の表形式で格納されたデータ本体のセットで構成される。 [20] FITS は、天文分野で標準的なデータフォーマットになっているので、FITS が処理できる汎用ツールが様々な研究機関から提供されている。また、「あすか」や「すざく」等、過去の衛星開発で使用されたツールを流用することもできる。したがって、FITS 形式に変換する事で、容易にデータ解析が可能になる。

FITS 形式に変換した後のデータを用いて、最初に行うのは、冒頭の数十枚の画像のうち、X 線や荷電粒子のイベントがない画素の波高値、すなわちゼロレベルの決定である。§3.2.6 で述べたように、FDA は、信号電荷が何も蓄積されていない時でも一定の電位差を出力する。これに §3.3.4

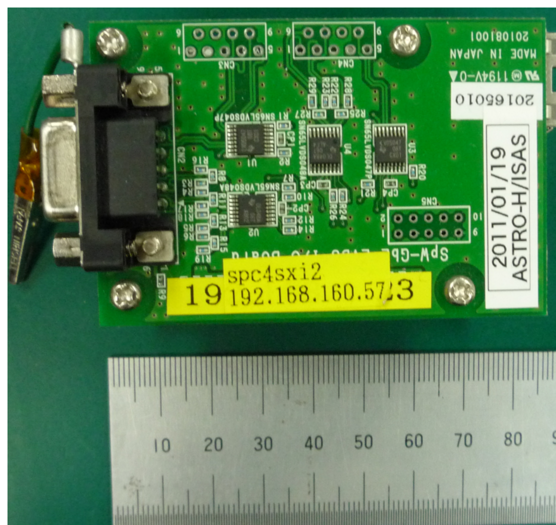


図 4.11: SpW2GbE board

で触れた暗電流が加算されたものが、AP 領域のゼロレベルである。AP 領域のゼロレベル波高値を各画素に敷き詰めた画像を、ダークフレームもしくはダークイメージと呼ぶ。

次に、全画像からダークイメージを差し引く。これにより、信号電荷が無いときの出力と暗電流によるオフセットを取り除く事ができ、ゼロレベルを原点とした、真の信号電荷のみによる波高値が得られる。[5]

次に実行するのがイベント抽出とグレード判定である。全画像の全 AP 領域に対して §3.2.7 で述べた方法に従いイベントを抽出し、それらに対してグレード判定を実行する。Event threshold と Split threshold を基準にして波高値の分布を調べ、全てのイベントを Grade 0 から Gerade 7 に分類、適切に波高値を足し合わせる。Event threshold は、ゼロレベルの揺らぎをイベント中心として判断しないようにある程度高く、かつ X 線イベントを取りこぼさないように高すぎない値を設定する。これは、各自の実験環境によって適宜決定する。Split threshold は、HOC 領域を解析して得られた読み出しノイズの値を参考に決める。CCD の全ピクセルで、波高値は読み出しノイズ分の揺らぎがあるので、それを信号電荷のはみ出しと誤認しないように、読み出しノイズの 3 倍の値を目安にする。HOC の波高値分布がガウス分布だとすると、その揺らぎの 3 倍の範囲に 99.73%が含まれる。従って、読み出しノイズの 3 倍の値を指定しておけば、読み出しノイズによる揺らぎは 99.73%の確率で信号電荷と区別できるといえる。

最終的に、全画像データに対して、イベント中心座標、波高値、グレードをまとめた FITS ファイルを出力し、必要な情報を引き出してデータの解析をおこなう。

4.2.4 真空系

真空槽、ターボ分子ポンプ、スクロールポンプで構成される。真空槽はステンレス製の底面にアルミ製の蓋をかぶせる構造になっている。蓋はレールの上に固定されており、横にスライドさせて開閉する事が出来る。真空ポンプはスクロールポンプとターボ分子ポンプを用いている。真空度

[5] Pixel Level とも呼ばれる。

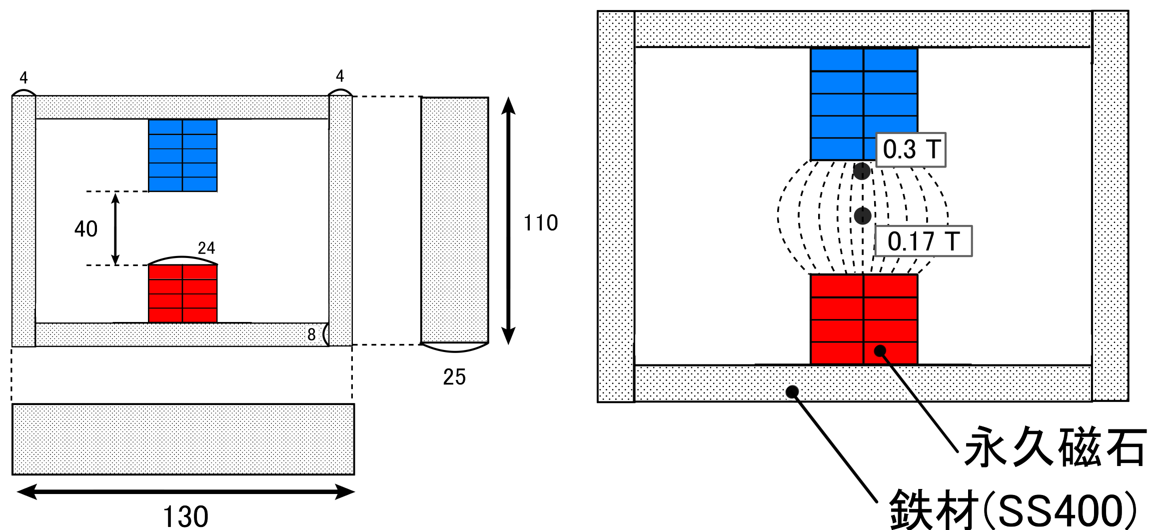


図 4.12: 試作型磁気回路の設計図（左）と磁場の分布（右）。長さの単位は mm。磁石表面に比べて、ギャップ中央は急に磁束密度が下がることが分かった。右図のように、磁力線のゆがみが大きいことが原因と考えられる。

は、室温 19°C でおよそ 4.0×10^{-6} Torr、冷凍機を稼働させている時でおよそ 8.0×10^{-7} Torr に到達する。

4.2.5 冷却系

冷凍機、温度制御系から構成される。冷凍機はパルスチューブ冷凍機を使用した。温度制御系は、温調器、ヒーターから構成される。Pt100 抵抗による温度測定を行い、温調器がヒーター電源にフィードバックをかける PID 制御機構を用いた。パルスチューブ冷凍機を一定電力で稼働させ、30 Ω のテープヒーターで熱を加える事で、目的の温度を保つ。これにより、mini-CCD の温度を安定して–120 °C に保つ。 [24]

4.2.6 磁気回路

試作型磁気回路

はじめに、磁石を保持しておくだけの単純な構造の磁気回路を試作した。試作型磁気回路の設計図と磁束密度測定の結果を図 4.12 に、外観を図 4.13 示す。永久磁石は、ねじ穴の開いた小型のネオジウム磁石を使用した。小型の磁石を多数使用することで、後からの設計変更が容易であるという利点がある。後に説明する改良型磁気回路は、試作型の磁石を外して流用して製作した。磁石単体での表面磁束密度は 0.33 T であった。磁束密度の測定には、テスラメーターを使用した。磁気回路の材料は、安価で汎用の鉄材である SS 鋼材（SS400）を使用した。磁気回路を組み立てて磁束密度を測定したところ、磁石表面とギャップ中央では、磁束密度に大きな差があることがわかった。これは、ギャップの距離が大きいため、磁力線が大きく湾曲してしまった事と、ギャップ以外の部分に漏れる磁束の量が大きい事が原因と考えられる。

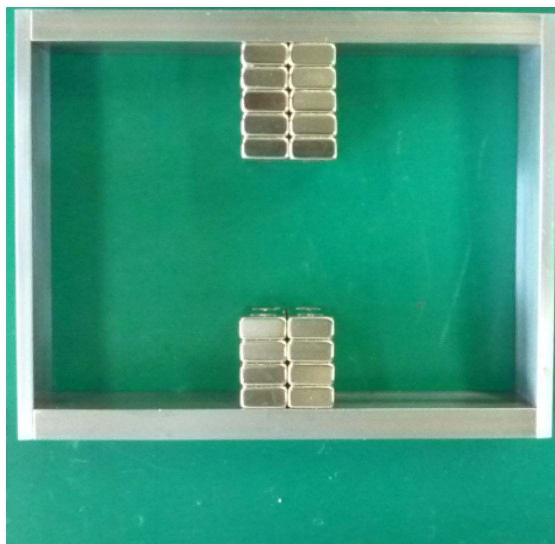


図 4.13: 試作型磁気回路外観。小さな磁石を多数使用して組み立てている。

4.2.7 改良型磁気回路

試作型磁気回路を製作した結果から、磁力線のゆがみと漏れを最小限に抑え、目標の磁束密度 1.0 T を実現すべく、改良型磁気回路を製作した。具体的には、磁力線のゆがみを抑えるためにギャップ間隔をできる限り小さくし、磁束の漏れを抑えるために透磁率の高い純鉄を材料に採用した。磁束密度を高めるための構造として、ポールピースを使用した。ポールピースは、図 4.15 の角錐台の部品で、磁気回路の断面積を 1/4 以下に絞っている。単純計算では磁石単体の表面磁束密度が 0.33 T なので、単純に考えれば 1.2 T を実現できる設計である。試作型磁気回路の設計図と磁束密度測定の結果を図 4.14 に、外観を図 4.13 示す。改良型磁気回路は、磁石表面とギャップ中央で磁束密度に大きな差はなかった。このことから、ギャップに一様な磁場をつくることができたといえる。しかし、磁束密度は元の磁石よりも低いという結果になった。ギャップ中央から少し離れた場所で磁束密度を測定した結果、まだギャップ以外への漏れが大きいことが分かった。

4.2.8 X 線放射線源

実験では、X 線放射線源に ^{55}Fe を使用した。^{55}Fe は、鉄の同位体の一つで、電子捕獲（Electron Capture，EC）により Mn 原子に崩壊する。Mn 原子に崩壊した後、励起状態から基底状態に戻る際に、Mn 原子の K 殻の束縛エネルギーに相当するエネルギーを、複数の特性 X 線または Auger 電子として放出する。この時の特性 X 線が MnK_α 輝線と MnK_β 輝線で、エネルギーがそれぞれ 5.9 keV と 6.5 keV である。これらを対象に向けて X 線源として使用する。^{55}Fe は、X 線 CCD をはじめとして、検出器の較正線源として広く利用されている。

実験で使用した ^{55}Fe 線源は、^{55}Fe をアクリル樹脂で包んだ密封線源で、線源窓に厚さ 0.10 mm 〜0.15 mm の Be 板を使用している。線源窓の直径は 10 mm。 [1] 図 4.16 は、実験で使用した ^{55}Fe 線源である。

実験で使用した ^{55}Fe 線源は、2013 年 9 月 1 日時点の放射強度が 344.3 kBq であった。^{55}Fe の半減期は約 2.73 年なので、実験を行った時点の放射強度は約 323.1 kBq となる。実験を行ったのは

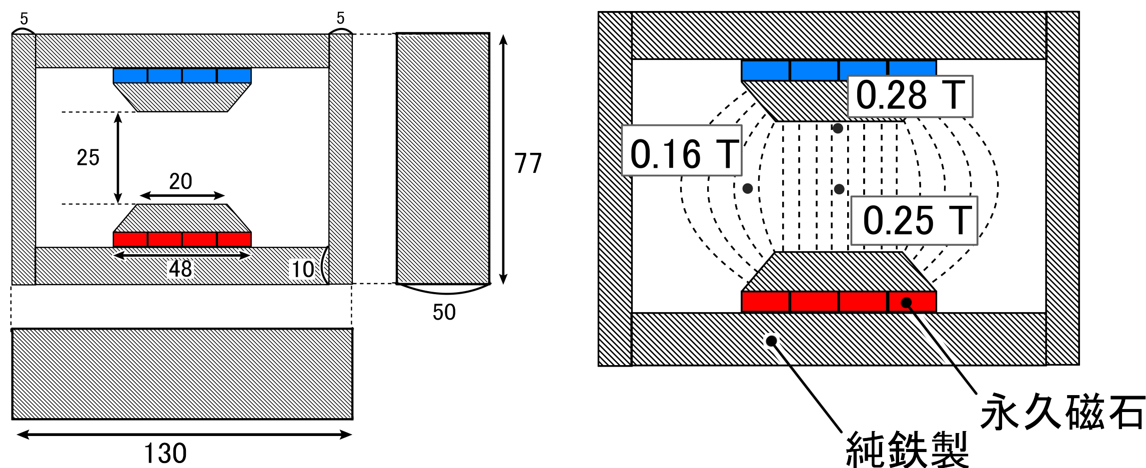


図 4.14: 改良型磁気回路の設計図（左）と磁場の分布（右）。長さの単位は mm。ギャップ部分を一様な磁場にすることはできたが、磁束密度を大きくすることはできなかった。

主に 2013 年 11 月後半から 2013 年 12 月にかけての期間なので、実験実施時点は 2013 年 12 月 1 日とした。

4.3　実験の構成とそれぞれの目的

実験は、基本性能測定実験、実験１、実験２の３部で構成される。基本性能測定実験では、実験系そのものの評価を目的とする。各装置が意図した通りに動作し、想定した性能を満たしていることを確認する。実験１は、磁場の有無で測定結果に変化があるのかどうかを確認することが第一の目的である。また、変化の程度や傾向を解析し、その後の方針を定めることが第二の目的である。実験２は、CCD 素子の入射面に垂直に一様な磁場を印加するという本来の目的を実現した状況でデータを取得し、予想通りの結果が得られるかどうかを調べるのが目的である。

4.4　実験手順の概要

基本性能測定実験、実験１、実験２では、全部で６種類の測定をした。これらを、測定１から測定６までの番号を付けて区別し、結果を比較・考察した。各実験と測定の条件を、表 4.4 にまとめた。以下に、基本性能測定実験、実験１、実験２の測定手順を述べる。

4.4.1　基本性能測定実験

磁場を印加しない状態での性能測定 (測定１) をおこなった。使用した放射線源は ^{55}Fe で、素子の真上に配置した。以後の実験では全て、これと同一の ^{55}Fe 線源を使用した。mini-CCD を装着し、−120 °C に冷却して測定をおこなった。図 4.17 に、実験系の配置図を示す。以後、この状態を初期状態と呼び、この測定結果を基本性能と呼ぶ。

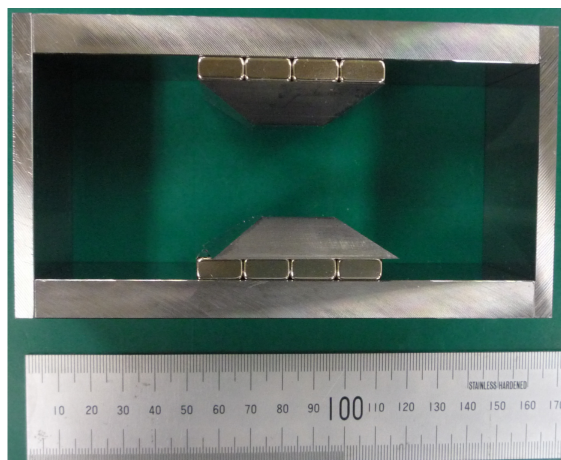


図 4.15: 改良型磁気回路外観。ポールピースを使用して磁束を絞っている。



図 4.16: ^{55}Fe 密封線源。

表 4.4: 測定条件の比較。X 線源は全て同じものを使用した。X 線放射線源は ^{55}Fe で、照射した X 線は共通して MnK$_\alpha$ 輝線（5.9 keV）、MnK$_\beta$ 輝線（6.5 keV）。CCD 動作温度は–120 °C。

測定	実験	入射面からの X 線源角度	磁気回路	CCD が見る磁極	磁束密度
測定１	基本性能測定	90°	-	-	-
測定２	実験１	15°	-	-	-
測定３	実験１	15°	試作型	S 極向き	0.30 T
測定４	実験２	15°	ダミー	-	-
測定５	実験２	15°	改良型	N 極向き	0.25 T
測定６	実験２	15°	改良型	S 極向き	0.25 T

4.4.2 実験１

実験１は、^{55}Fe 線源からの X 線を mini-CCD の入射面から約 15° の角度で照射した測定（測定２）と、そこに試作型磁気回路を配置した測定（測定３）をおこない、両者を比較した。磁気回路の設計については、§4.2.6 のとおりである。

図 4.18 は、実験系の実際の配置図と外観である。試作型磁気回路が mini-CCD の視野の真上を遮蔽しているため、線源を入射面から約 15° の角度に配置して測定をおこなった。

4.4.3 実験２

実験系の配置図は予備実験のときと同様である。線源の入射角度・距離に変更は無い。外観を図 4.20 に示す。

実験１からの変更点は、1，磁場の形状を均一な平行磁場にした、２，ヨーク材を純鉄に変更し、磁気回路にポールピースを使う設計にした、３，磁石無しのデータとして、ダミー磁石を配置した測定をおこなった、event threshold を 60 ADU から 130 ADU に変更した、の三点である。変更点１は、試作型磁気回路では磁場が平行になっておらず、測定結果が、磁場から意図した影響を受けてのものであるとは言い切れないという理由による。変更点２は、磁束密度をより大きくしたいという理由による。磁気回路の改良については、§4.2.6 のとおりである。変更点３は、mini-CCD の視野の遮蔽を考慮して、カウントレートを平等にして比較したいという理由による。実験１では磁石による mini-CCD 視野の遮蔽が考慮されていないため、磁石無しのデータは磁石ありのデータに比べてカウントレートを高く見積もっていると考えられる。テイル成分の大小を比較する場合に、これは正しい比較になっていない。また、遮蔽によって受光面に X 線が入射する位置にも差が生じると考えられるので、条件を揃える必要があった。比較対象として使用したダミー磁石は、寸法と形状が本物の磁気回路と全く同じで、磁性体でないオーステナイト系ステンレス製[6]となっている。ダミー磁石の外観と設計を図 4.19 に示す。変更点４は、低エネルギー部分に存在するゼロレベルの揺らぎに起因すると思われる疑似イベントとの区別を、より明確にするために行った。

データは、mini-CCD がダミー磁石を覗いているとき（測定４）、磁石の N 極を覗いているとき（測定５）、磁石の S 極を覗いているとき（測定６）、の三通り取得した。

[6]SUS304

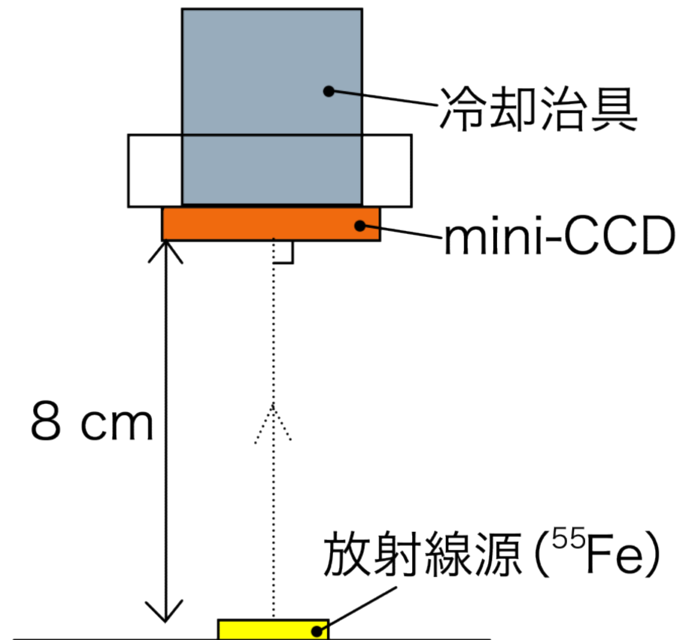


図 4.17: 基本性能測定実験の配置。この状態を初期状態と呼ぶ。

4.5　基本性能測定実験

基本性能測定実験の結果を示す。

4.5.1　X 線画像

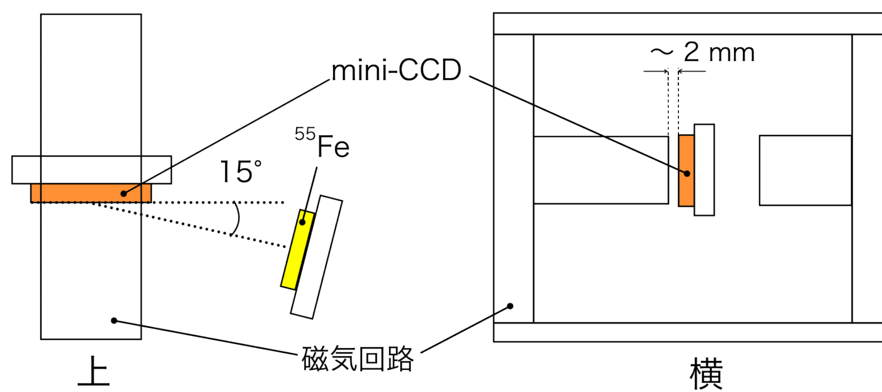
測定 1 の結果得られた X 線画像のうちの一つを、図 4.21 に示す。色は波高値 [ADU] を表す。図中の長方形領域が、撮像領域の Active Pixel である。解析にはこの長方形領域の中から、適宜データを使用した。長方形領域の真下が蓄積領域、右は HOC 領域、左は HUC 領域、上は VOC 領域である。ノイズ解析には、HOC 領域と VOC 領域を使用した。HUC 領域は、何にも使用していない。

画像では、一列毎に交互に色の明暗が異なる縞模様が見える。これは、§4.2.2 で述べた、CCD 出力信号を処理する ASIC 中の odd モジュレータと even モジュレータの違いである。

実験で用いた mini-CCD は、蓄積領域にカバーを付けず、Full Frame Transfer 方式で駆動しているので、蓄積領域にも X 線が入射し、信号電荷が生成されている事がわかる。また、転送中に X 線が入射することがあるため、VOC 領域にも X 線による信号電荷が生成されている。

AP 領域中央には、波高値 4095 AUD を出力し続ける画素がある。これは、X 線が入射しなくても電荷が発生するようになってしまった画素で、Hot Pixel と呼ばれる。Hot Pixel は、宇宙線の影響により、Si 結晶中に格子欠陥が生じるなどして発生する場合と、製造中に生じる初期欠陥により発生する場合がある。データ解析は、Hot Pixel のデータを事前に取り除いて行う。

全露光時間で、全イベントを合わせた撮像領域の画像を図 4.22 に示す。色は [Counts/sec] を表す。素子全体に均等に X 線が照射されているのがわかる。



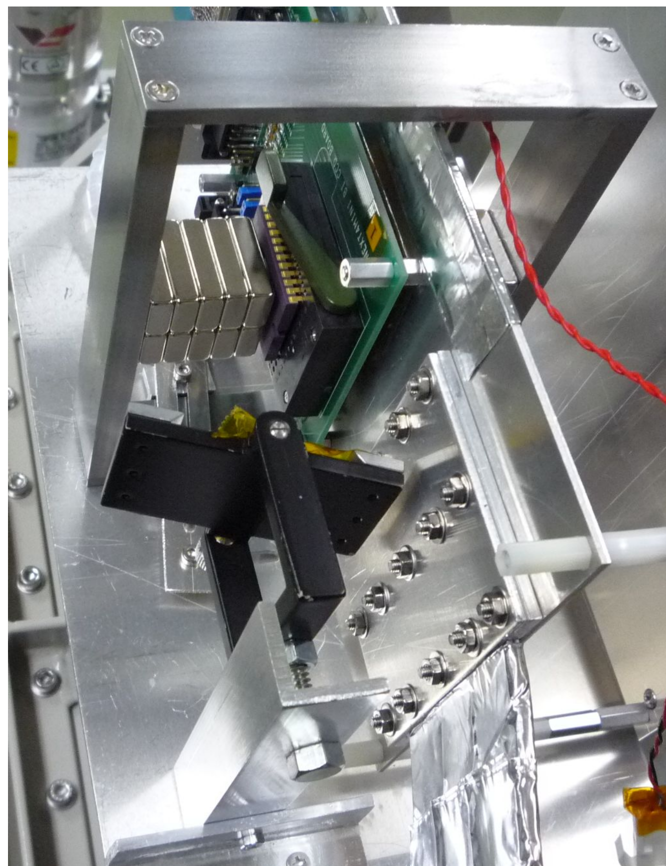


図 4.18: 実験系の配置図（上）と外観（下）。上図左は真上から見下ろした図。放射線源の入射角は約 15°。上図右は、真横から見た図。磁石と CCD 素子パッケージとの隙間は約 2 mm。

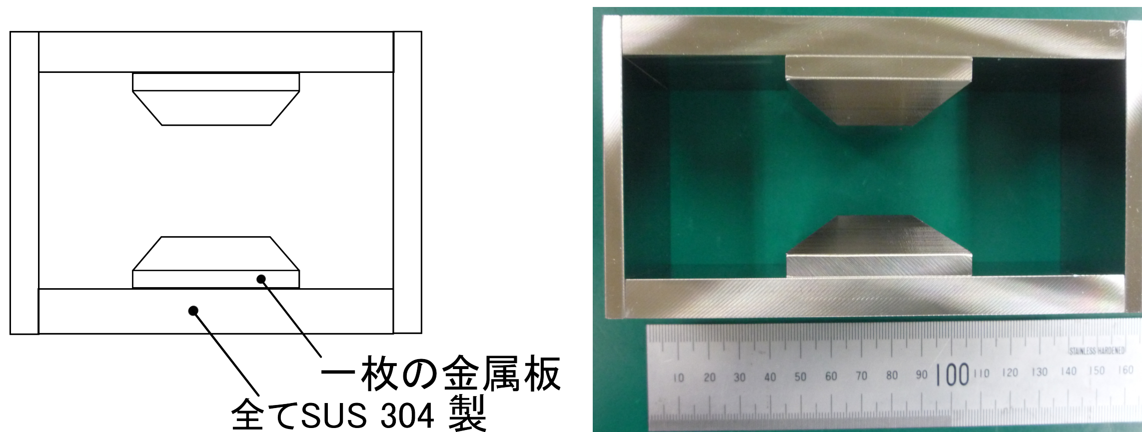


図 4.19: ダミー磁石の設計（左）と外観（右）。寸法は改良型磁気回路と全く同じ。

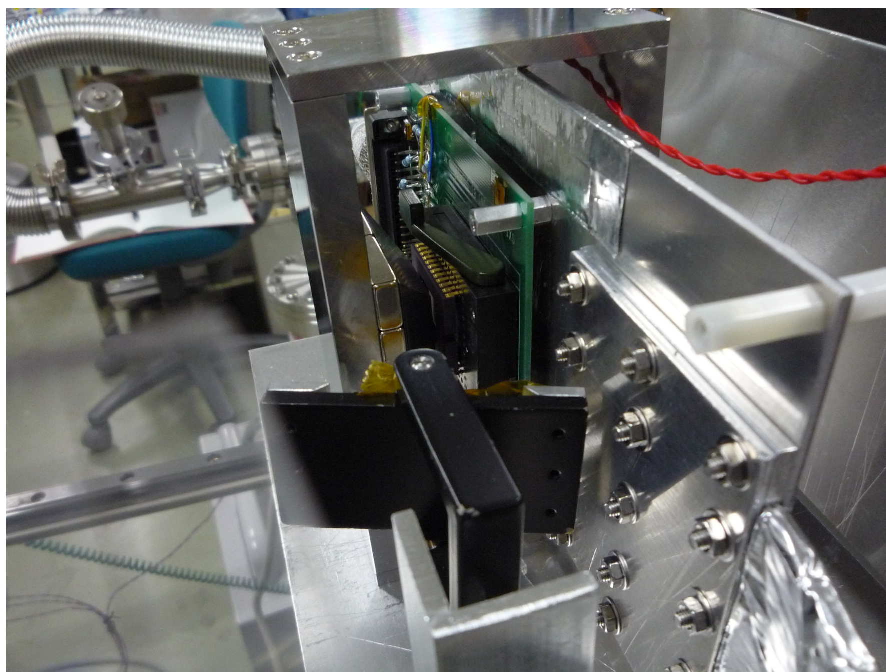


図 4.20: 実験 2 の実験系外観。磁場を加える面積が広くなったため、CCD の視野の遮蔽がおおきくなっている。

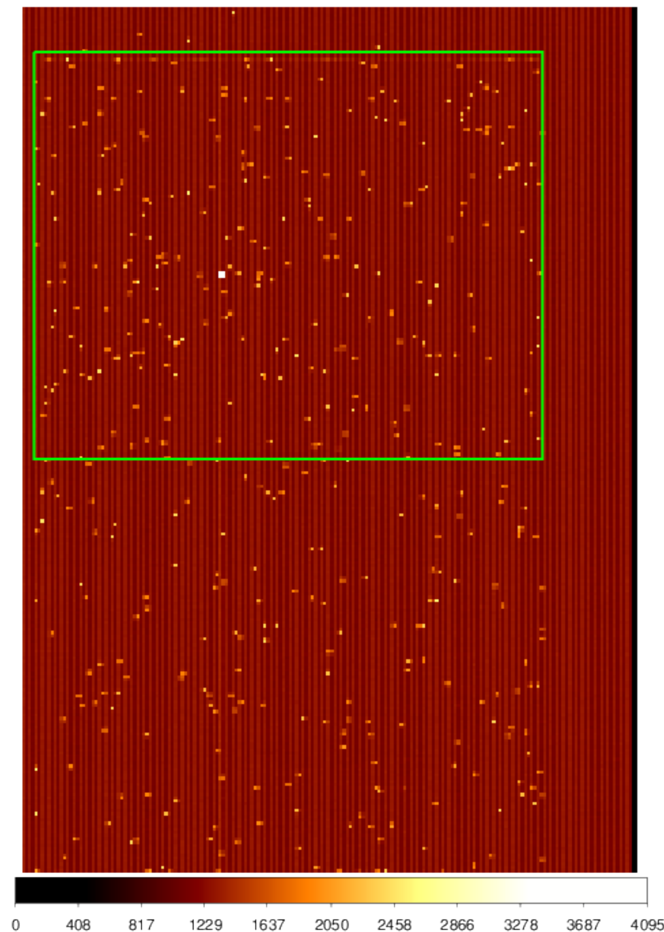


図 4.21: 基本性能測定実験（測定１）の X 線画像。明るくなっている点が、X 線イベントである。図中の長方形領域が、撮像領域の Active Pixel。解析にはこの長方形領域のデータを使用した。色は波高値 [ADU] を表す。

4.5.2　ノイズ評価

各種ノイズを測定し、評価した。§4.2.2 で述べたように、本研究で使用した CCD の出力は奇数番目と偶数番目で別々の ADC で処理されるため、ノイズは、出力 ADC ごとに別々に評価した。以後、奇数番目の出力を odd、偶数番目を even と呼んで区別する。取得した全画像に対してそれぞれの各種ノイズを求め、平均値をとった。ゲインは、§3.3.2 の定義に従い、MnK$_\alpha$ 輝線によるシングルピクセルイベントの波高値分布のガウシアン中心から計算した。結果を表 4.5 にまとめる。

ノイズやゲインについては、odd と even で有意に差があるものがあるが、エネルギースペクトルの解析結果には大きな影響は与えないと判断した。従って、エネルギースペクトルの解析は、odd と even の出力を足し合わせたデータで行うものとした。二つを合わせて解析する事で全体的にカウント数が大きくなるので、統計的に良いデータになるという利点がある。

以下、各項目に対する評価を述べる。

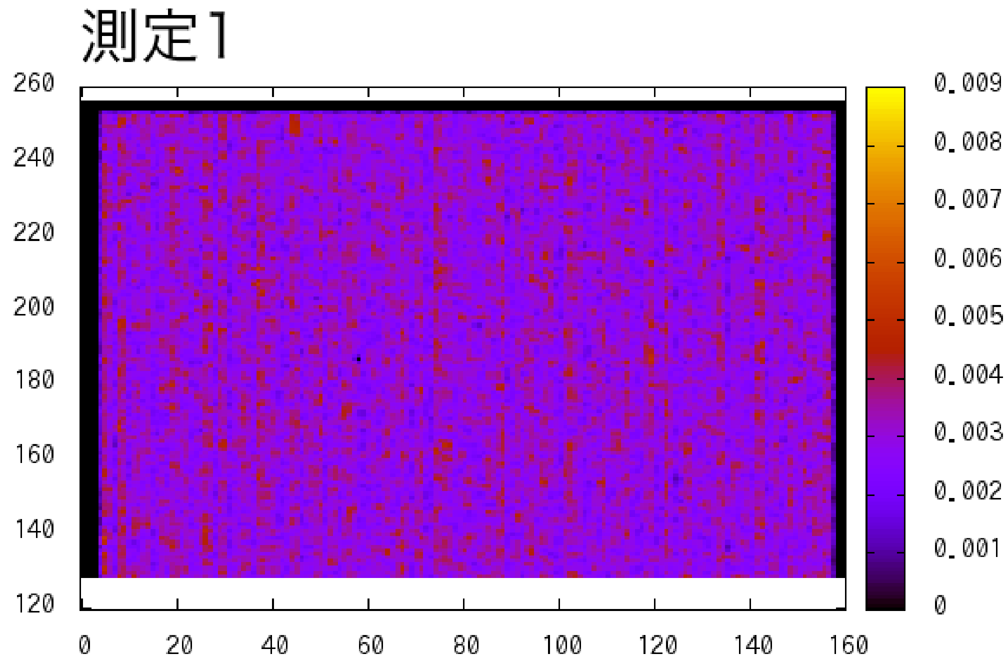


図 4.22: 測定 1 の全イベント座標分布。横は mini-CCD の X 座標、縦は mini-CCD の Y 座標、色は [Counts/sec] を表す。素子全体に均等に X 線が照射されているのがわかる。

読み出しノイズ

読み出しノイズの評価は、§3.3.5 で述べたように、HOC 領域を使う。

結果は odd が 12.14±0.01 e^-、even が 11.64±0.01 e^- となった。これは、予想よりも大きい値である。本研究で用いた CCD 素子とエレクトロニクスは、ASTRO-H SXI 搭載品として作られたものと同等のものなので、SXI の要求値を参考に評価する事が出来る。ASTRO-H SXI の読み出しノイズ要求値 10 e^- である。従って、本来の性能よりもノイズ性能を悪化させる原因が何かしらあると考えられる。

次に、読み出しノイズの一部である、システムノイズを測定した。システムノイズは、§3.3.5 の定義により、mini-CCD 以外の実験系に由来するノイズなので、mini-CCD を装着していない状態でデータを取得することで測定した。HEAD 基板には、OS に–12 V の定電圧を印加し、擬似的な CCD 出力を再現した。–12 V は、HEAD 基板内の OD（–20 V 定電圧）を利用した。システムノイズ測定時の HEAD 基板上の配線図と外観を図 4.23 に示す。測定の結果、システムノイズは odd が 11.10±0.01 e^-、even が 9.70±0.01 e^- となった。読み出しノイズのうち大部分がシステムノイズである事がわかった。これは、CCD 駆動システムの電気的なノイズ対策などを施すことで、まだ改善の余地がある事を示している。

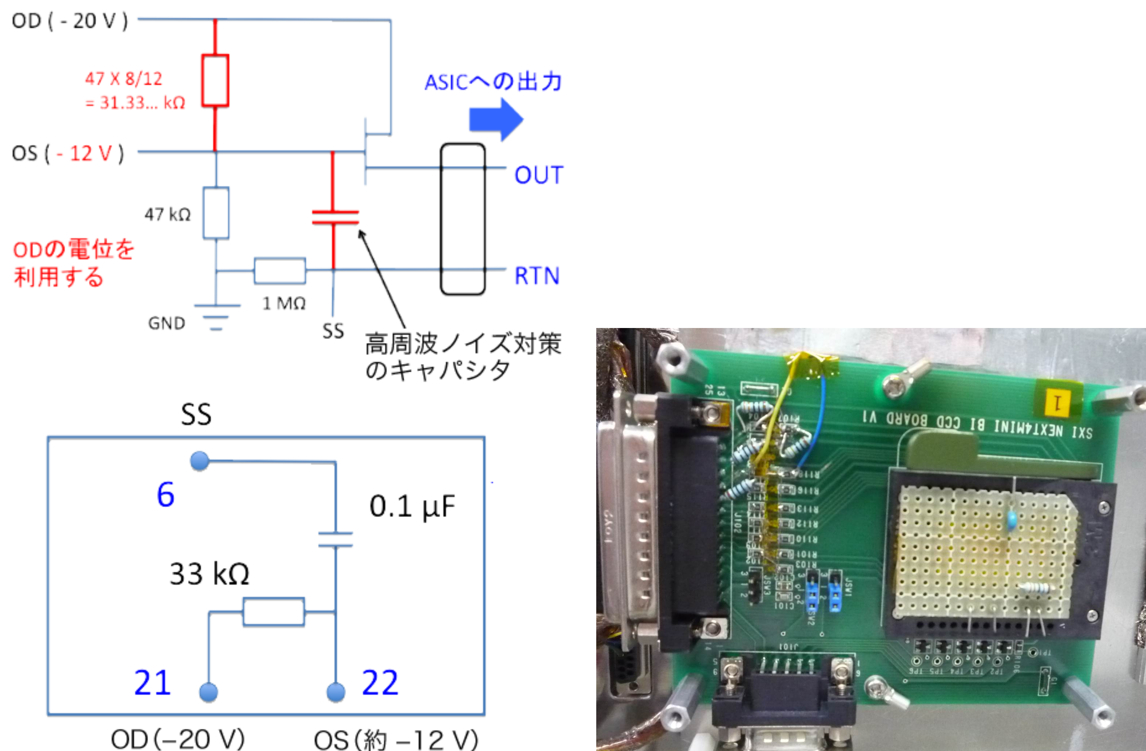


図 4.23: システムノイズ測定時の配線図（左）と外観（下)。左下図の青数字はゼロ・インサーションのソケット番号。右図の右上が 1 番ソケット、右下が 24 番ソケットとなっている。

暗電流

§3.3.5 の定義に従い、暗電流とその電子個数の揺らぎを測定した。暗電流ノイズは電子個数換算で、odd が 0.86±0.01 e^- rms、even が 0.88±0.01 e^- rms となった。いずれも 1 e^- よりも小さい値となっていることから、暗電流は素子の冷却により十分低く抑えられている事がわかる。

縦転送ノイズ

§3.3.5 の定義に従い、Spurious charge の個数揺らぎを測定した。縦転送ノイズは電子個数換算で、odd が 0.14±0.01 e^- rms、even が 0.33±0.01 e^- rms となった。いずれも 1 e^- よりも小さい値となっていることから、駆動電圧や駆動波形、駆動タイミングは、Spurious charge を発生させないように良く調整されている事がわかる。

4.5.3　エネルギー分解能

^{55}Fe 線源からの X 線におけるエネルギー分解能を、表 4.6 に示す。エネルギー分解能は、シングルピクセルイベント、すなわち Grade 0 のイベントのエネルギースペクトルを用いて評価した。Grade 0 のスペクトルと、それをガウス関数で fitting した結果を合わせて図 4.24 に示す。

表 4.5: 初期状態でのノイズ測定結果。ゲインは MnK_α 輝線の波高値中心から算出した。誤差は 1σ。

ノイズ種類	odd モジュレータ	even モジュレータ
ゲイン	5.20 ±0.01 eV/ADU	5.17 ±0.01 eV/ADU
読み出しノイズ	12.14 ±0.01 e^-	11.64 ±0.02 e^-
システムノイズ	11.30 ±0.01 e^-	9.70 ±0.01 e^-
暗電流ノイズ	0.86 ±0.01 e^- rms	0.88 ±0.01 e^- rms
縦転送ノイズ	0.14 ±0.01 e^- rms	0.33 ±0.01 e^- rms

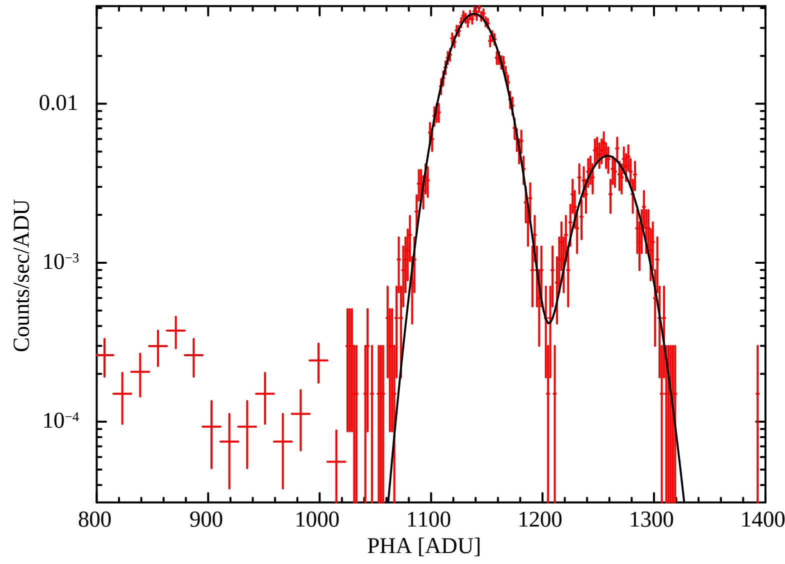


図 4.24: 初期状態の Grade 0 のスペクトル。横軸は波高値（PHA）[ADU]、縦軸はカウントレート [counts/sec/ADU]。

表 4.6: 初期状態のエネルギー分解能。^{55}Fe 線源から放射される MnK_α 輝線と MnK_β 輝線の測定結果。

Line	Energy [keV]	Gain [eV/ADU]	Resolution [eV]	Error（90% confidence）[eV]
MnK_α	5.9	5.18	249.5	+ 4.0 / − 3.9
MnK_β	6.5	5.16	262.8	+ 11.5 / − 11.3

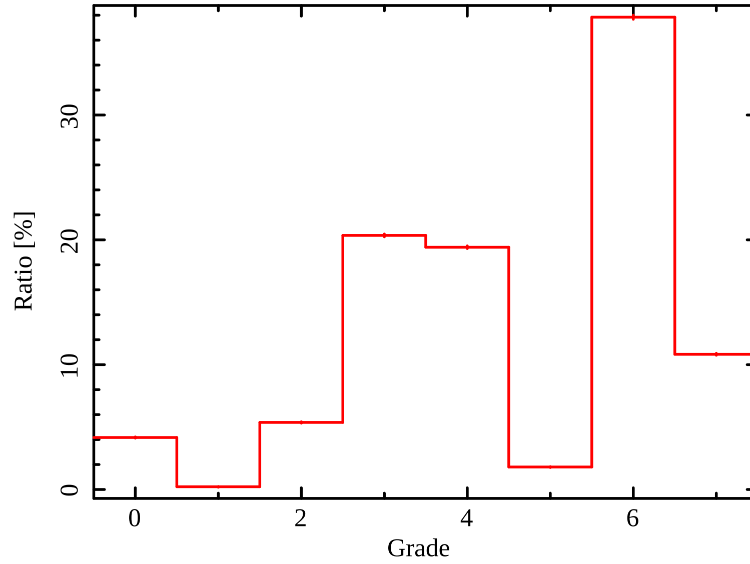


図 4.25: 初期状態のグレード分岐比。誤差は 1σ。シングルピクセルイベント（Grade 0）よりも、マルチピクセルイベント（Grade 2，3，4，6）の割合が高い。Grade 1，5，7 は非 X 線グレード。

表 4.7: 初期状態のグレード分岐比とイベント数の詳細。

Grade	Ratio [%]	Error（1σ）	Counts [counts]
0	4.16	± 0.05	7926
1	0.22	± 0.01	426
2	5.37	± 0.06	10222
3	20.36	± 0.11	38731
4	19.41	± 0.11	36927
5	1.80	± 0.03	3431
6	37.84	± 0.17	71985
7	10.83	± 0.08	20607

4.5.4 電荷雲の広がり

電荷雲の広がりは、グレード分岐比の変化で評価出来る。初期状態のグレード分岐比は図 4.25 のようになった。具体的な数値を、表 4.7 に示す。

4.5.5 CTE

エネルギー分解能に大きく影響する電荷転送効率（CTE）を評価した。CTE については、§3.3.3 で述べた通りである。

図 4.26 は、撮像領域の Grade 0 のイベントの波高値を、イベントの Y 座標ごとに図示したものである。これを、Stacking Plot と呼ぶ。PHA が 1100 から 1300 の範囲に、二本の帯状の分布が確認出来る。下側が MnK_α 輝線、上側が MnK_β 輝線によるイベントであると考えられる。CTE が低い場合、転送回数が多い程信号電荷が多く失われるので、特定の輝線によるイベントの Stacking

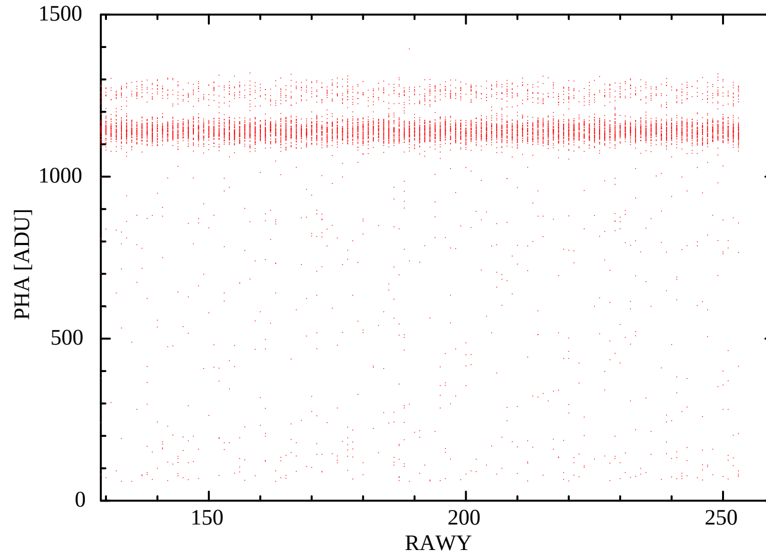


図 4.26: 測定１のシングルピクセルイベント（Grade 0）の Stacking Plot。

Plot は、図 4.26 でいうと右下がりの傾向を示す。この直線の傾きから、電荷損失率（CTI）を計算する。§3.3.3 で述べたように、CTE は CTI の測定により評価する。

図 4.27 は、Y 座標を 20 ピクセル毎に区切ってスペクトルを評価し、波高値の推移を計算したものである。直線は、得られた点を

$$f(Y)[\mathrm{ADU}] = -a \times Y + \mathrm{offset} \tag{4.12}$$

として最小二乗法で fitting したものである。a は直線の傾き [ADU/1 transfer] である。fitting 結果から、CTI = a / offset として、CTI を計算する事が出来る。実際に計算すると、CTI = （ 1.9 ± 0.7 ）$\times 10^{-5}$ となった。

4.6 実験１・実験２

基本性能測定実験以外の、すべての結果を、各項目について示す。

4.6.1 X 線画像

各測定の X 線画像を図 4.29 に示す。測定１に比べると、X 線入射角度の条件の違い、磁石による視野の遮蔽の有無の違いがはっきり見えている。図 4.28 に、遮蔽がある場合と無い場合の X 線の経路の違いを示す。X 座標が小さい部分は、入射角度が浅いため、CCD パッケージの影ができていると考えられる。測定３、測定４、測定５、測定６は、磁気回路もしくはダミー磁石で CCD の視野に遮蔽がある測定である。これらは共通して、座標の大きい領域のカウントレートが少なくなっている。これは、CCD の受光面の真上に X 線を遮る構造があるので、入射角度が深い成分が遮断されて影が出来た事によると考えられる。X 線の当たり方の違いによる影響を除くため、データ解析に使う領域は x 座標の x = 40 から x = 85 まで、y 座標は y = 129 から y = 256 の矩形領域に限定した。

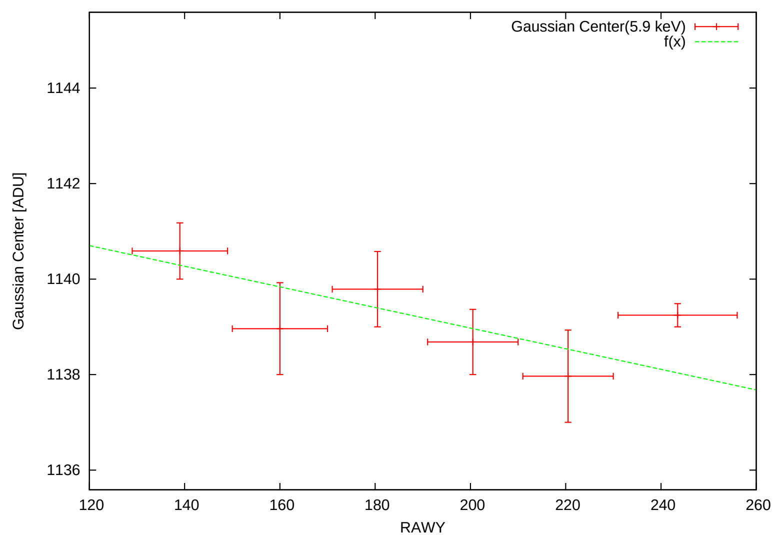


図 4.27: 測定１の、Y 座標と波高値の変化。転送回数が多くなるに従って波高値が下がる傾向にあるのが確認出来た。

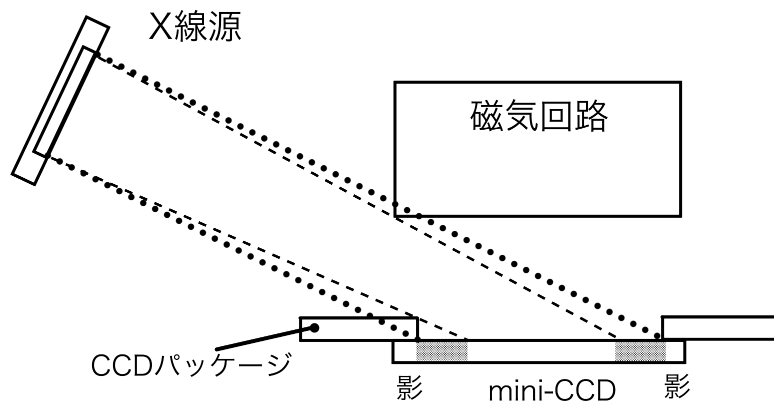


図 4.28: 測定時の X 線の経路。角度がつくと手前側に、遮蔽物があると奥側に影が出来る。

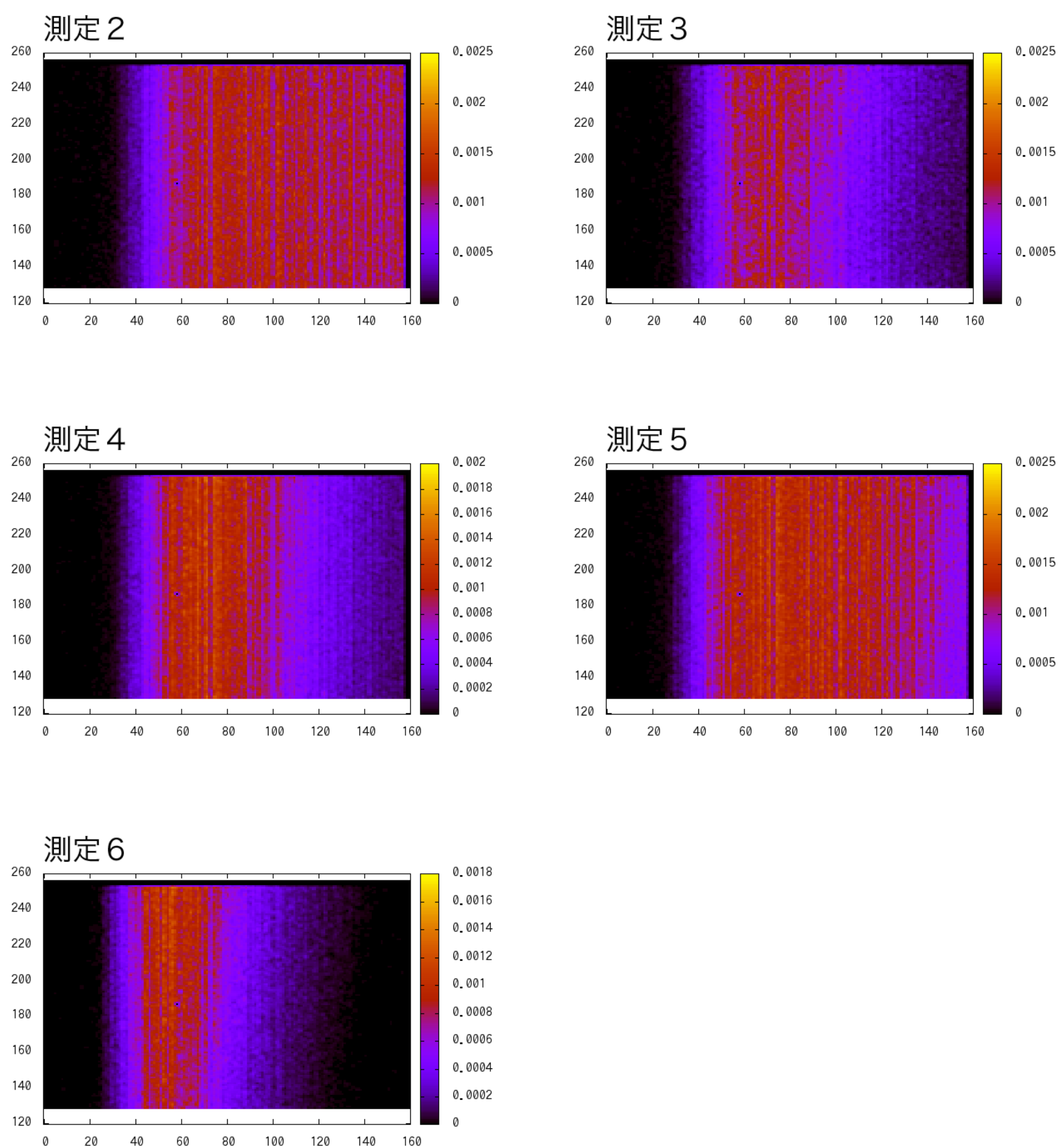


図 4.29: 全イベントを足し合わせた X 線画像。縦軸、横軸は mini-CCD のピクセル座標、色は Counts/sec の違いを表す。X 線は、図の左側、すなわち X 座標の小さい側から入射している。各測定の条件の違いは表 4.4 にまとめた。測定１に比べると、遮蔽の有無による違いが測定によってはっきりと見えている。また、遮蔽物がある場合の中でも X 線の当たり方が微妙に異なっている。

表 4.8: 実験１のグレード分岐比とイベント数の詳細。試作型磁気回路を使用。

	測定２（磁石なし）			測定３（S 極向き）		
Grade	Ratio [%]	Error（1σ）	Counts [counts]	Ratio [%]	Error（1σ）	Counts [counts]
0	3.50	± 0.04	7308	3.52	± 0.05	5056
1	0.08	± 0.01	169	0.06	± 0.01	88
2	5.10	± 0.05	10664	5.28	± 0.06	7588
3	20.14	± 0.11	42082	22.72	± 0.14	32645
4	20.65	± 0.11	43151	18.08	± 0.12	25980
5	1.42	± 0.03	2962	1.26	± 0.03	1804
6	43.59	± 0.17	91084	44.33	± 0.21	63709
7	5.53	± 0.06	11548	4.76	± 0.06	6836
	Count Rate = 7.97 counts/s			Count Rate = 3.89 counts/s		

4.6.2 グレード分岐比

各測定のグレード分岐比と、実験ごとのグレード分岐比の変化を示す。

グレード分岐比は、表 4.8、表 4.9 のようになった。また、測定２と測定３の結果の差を、図 4.30 に、測定４と測定５及び測定６の結果の差を図 4.31 に示す。 グレード分岐比は、表 4.9 のようになった。また、磁石無しと磁石ありの結果の差を、図 4.31 に示す。

4.6.3 エネルギー分解能

エネルギー分解能の解析結果を示す。

実験１の Grade 0 のスペクトルは、図 4.32 のようになった。MnK$_\alpha$、MnK$_\beta$ 輝線と思われるものを、それぞれ一つのガウス関数で fitting した。実験２の Grade 0 のスペクトルは、図 4.33 のようになった。MnK$_\alpha$、MnK$_\beta$ 輝線と思われるものを、それぞれ一つのガウス関数で fitting した。

各測定のゲインとエネルギー分解能は、表 4.10 のようになった。

4.6.4 CTI

測定２から測定６までの CTI を、表 4.11 に示す。

4.6.5 全グレードのスペクトル

図 4.34、図 4.35 に、それぞれ、測定２（遮蔽なし）、測定３（試作型磁気回路 S 極向き）の全スペクトルを示す。

図 4.36、図 4.37、図 4.38 に、それぞれ、測定４（ダミー磁石）、測定５（改良型磁気回路 N 極向き）、測定６（改良型磁気回路 S 極向き）の全スペクトルを示す。

いずれの想定でも、Grade 1、Grade 5、Grade 7 の非 X 線グレードで、X 線グレードと同じ位置に輝線ピークのような構造が見られる。これは、グレード判定法では非 X 線グレードとして判断され、棄却されてしまう X 線イベントが存在する事を意味している。

表 4.9: 実験２のグレード分岐比とイベント数の詳細。改良型磁気回路を使用。

	測定４（ダミー磁石）		測定５（N 極向き）		測定６（S 極向き）	
Grade	Ratio [%] $\pm$ 1σ	Counts	Ratio [%] $\pm$ 1σ	Counts	Ratio [%] $\pm$ 1σ	Counts
0	3.25 $\pm$ 0.03	9133	3.27 $\pm$ 0.03	9055	3.36 $\pm$ 0.04	6907
1	0.08 $\pm$ 0.01	221	0.08 $\pm$ 0.01	234	0.07 $\pm$ 0.01	153
2	5.01 $\pm$ 0.04	14077	5.11 $\pm$ 0.04	14134	5.24 $\pm$ 0.05	10753
3	20.22 $\pm$ 0.09	56813	18.35 $\pm$ 0.09	50717	21.65 $\pm$ 0.11	44461
4	20.43 $\pm$ 0.09	57391	22.13 $\pm$ 0.10	61160	19.40 $\pm$ 0.11	39846
5	1.41 $\pm$ 0.02	3974	1.40 $\pm$ 0.02	3893	1.51 $\pm$ 0.03	3107
6	44.26 $\pm$ 0.15	124330	43.81 $\pm$ 0.15	121098	43.60 $\pm$ 0.17	89529
7	5.34 $\pm$ 0.04	14993	5.82 $\pm$ 0.04	16096	5.15 $\pm$ 0.05	10568
	Count Rate		Count Rate		Count Rate	
	5.33 counts/s		6.88 counts/s		4.40 counts/s	

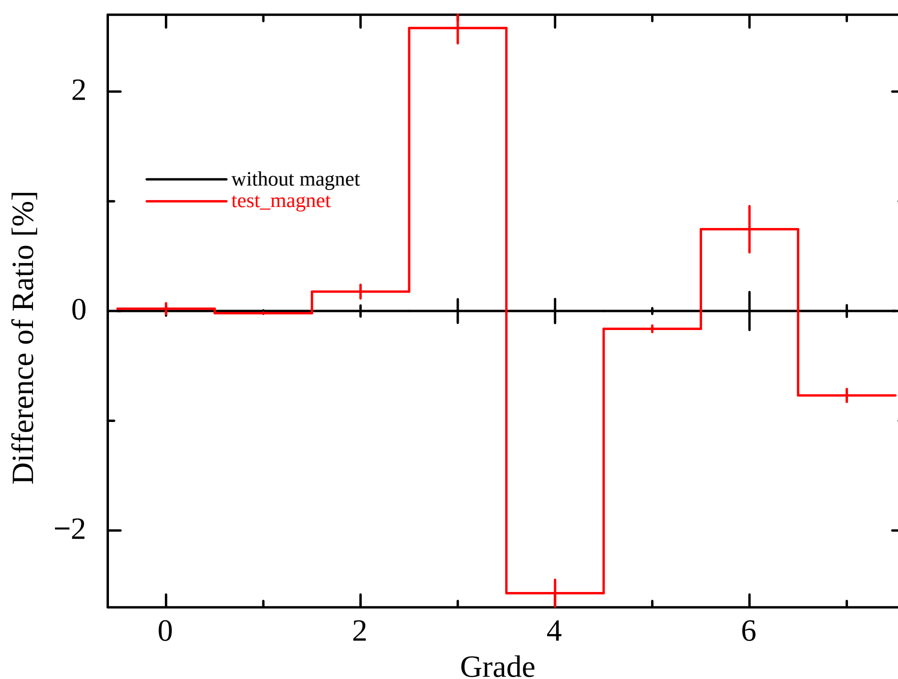


図 4.30: 実験１のグレード分岐比。測定２のデータを０として測定３との差分を示した。誤差は 1σ

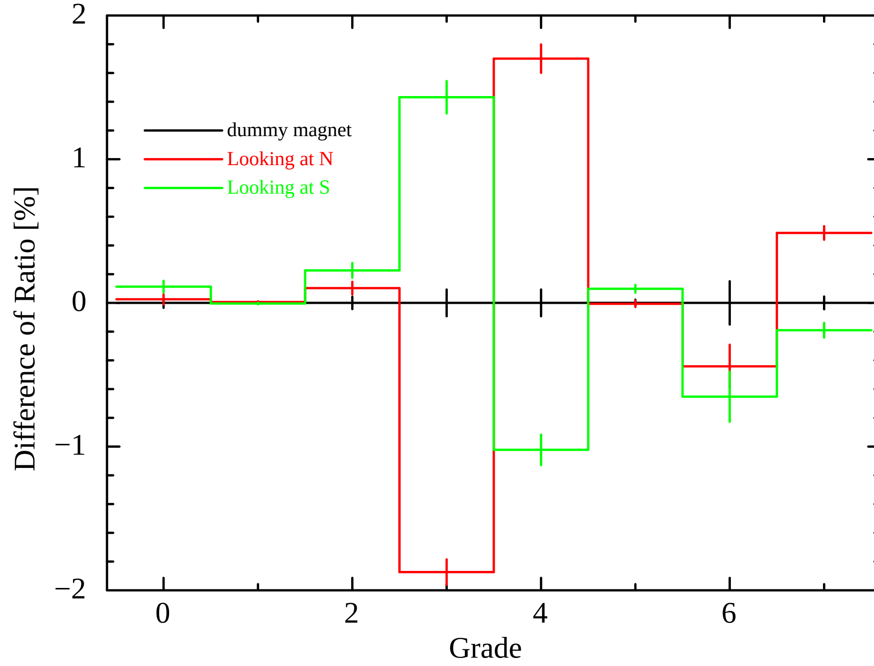


図 4.31: 実験２のグレード分岐比。測定４のデータを０として測定５、測定６との差分をそれぞれ示した。誤差は 1σ

表 4.10: 各測定のエネルギー分解能

	Energy [keV]	Gain [eV/ADU]	Resolution [eV]	Error（90% confidence）[eV]
測定２	5.9	5.24	238.3	+ 4.9 / − 4.8
	6.5	5.23	234.0	+ 17.1 / − 16.2
測定３	5.9	5.23	225.4	+ 5.7 / − 5.7
（試作型磁石）	6.5	5.25	235.2	+ 23.3 / − 21.3
測定４	5.9	5.22	234.1	+ 4.3 / − 4.3
（ダミー磁石）	6.5	5.22	247.4	+ 14.9 / − 14.6
測定５	5.9	5.23	227.8	+ 4.1 / − 4.1
（N 極向き）	6.5	5.23	235.3	+ 14.6 / − 14.7
測定６	5.9	5.21	236.3	+ 4.6 / − 4.5
（S 極向き）	6.5	5.21	224.3	+ 15.3 / − 14.7

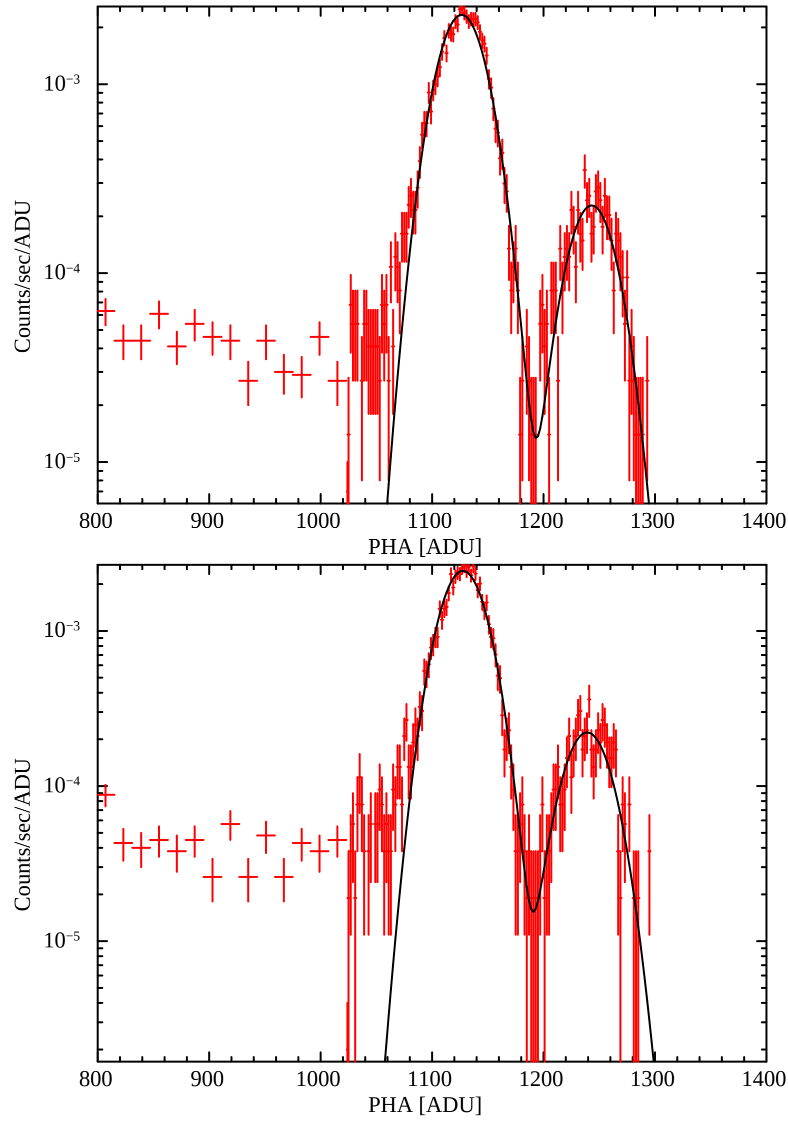


図 4.32: 実験１の Grade 0 のスペクトル。上は測定２、下は測定３。横軸は波高値（PHA）[ADU]、縦軸はカウントレート [counts/sec/ADU]。

表 4.11: 各測定の CTI。誤差は 1σ

	CTI ± Error（1σ）	Unit
測定２	0.3 ± 0.5	10^{-5}
測定３	2.7 ± 1.1	10^{-5}
測定４	1.3 ± 0.7	10^{-5}
測定５	0.8 ± 0.7	10^{-5}
測定６	1.1 ± 0.7	10^{-5}

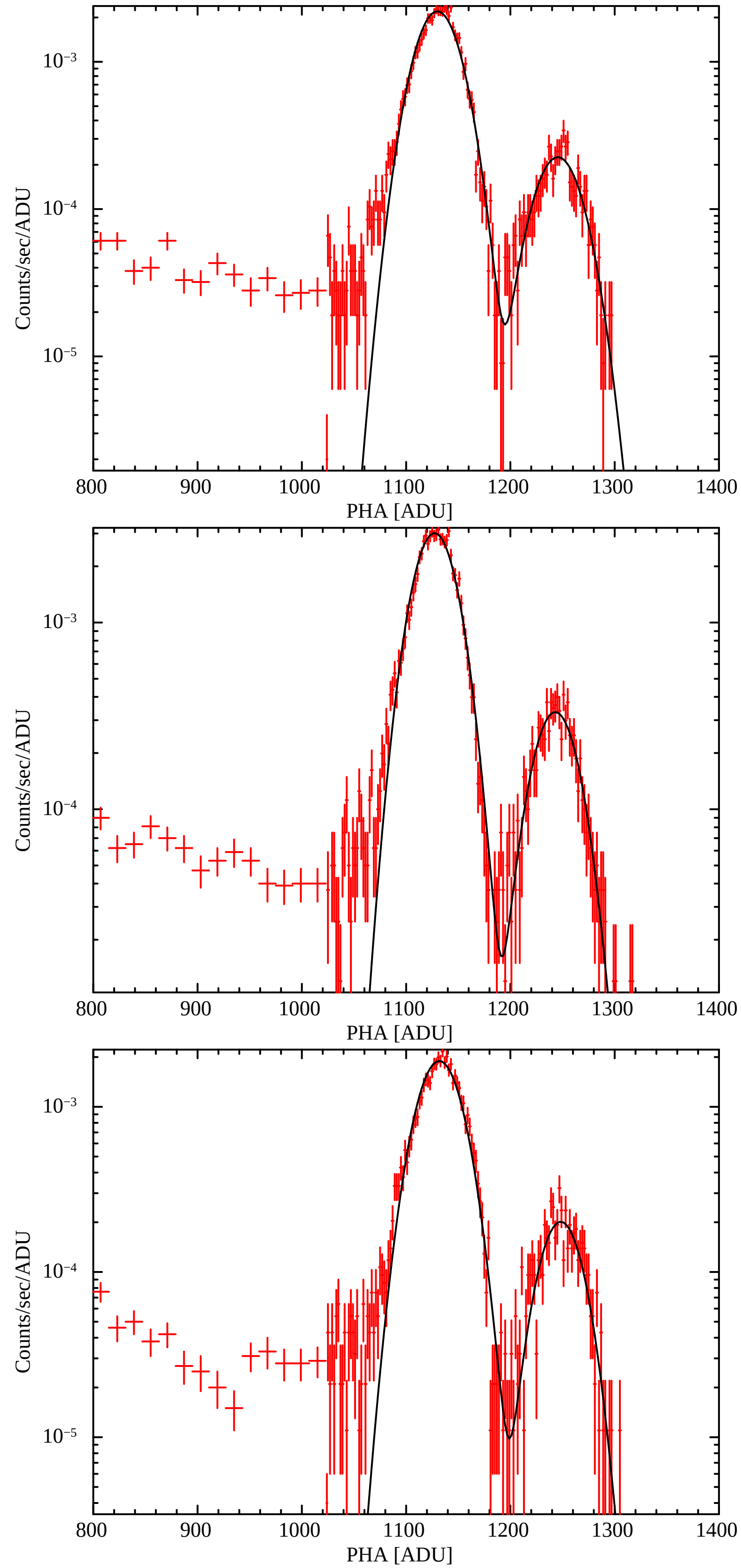


図 4.33: 実験２の Grade 0 のスペクトル。上段は測定４（ダミー磁石)、中段は測定５（改良型磁石　N 極向き)、下段は測定６（改良型磁石　S 極向き)。横軸は波高値（PHA）[ADU]、縦軸はカウントレート [counts/sec/ADU]。

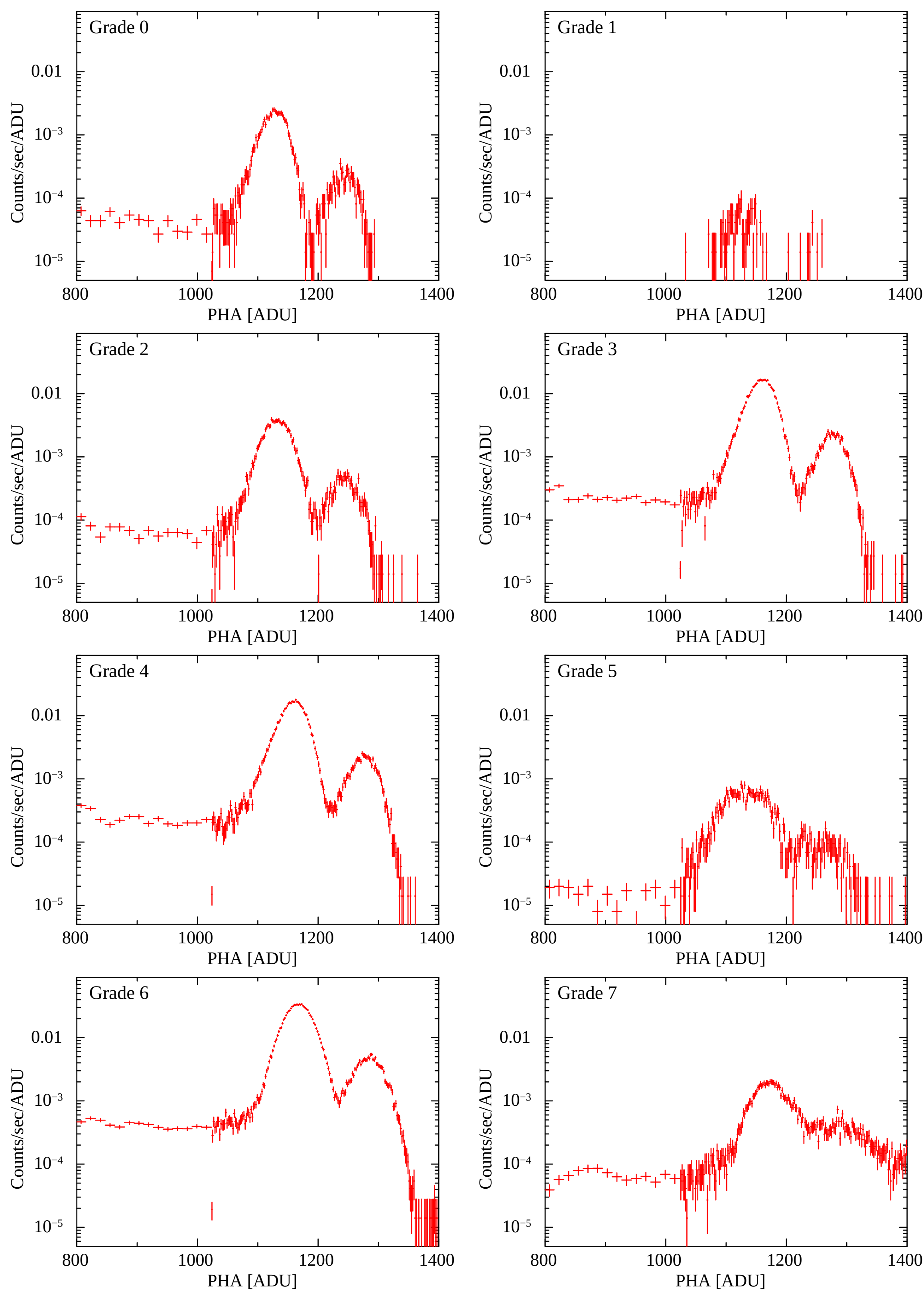


図 4.34: 測定２（遮蔽なし）の全グレードのスペクトル

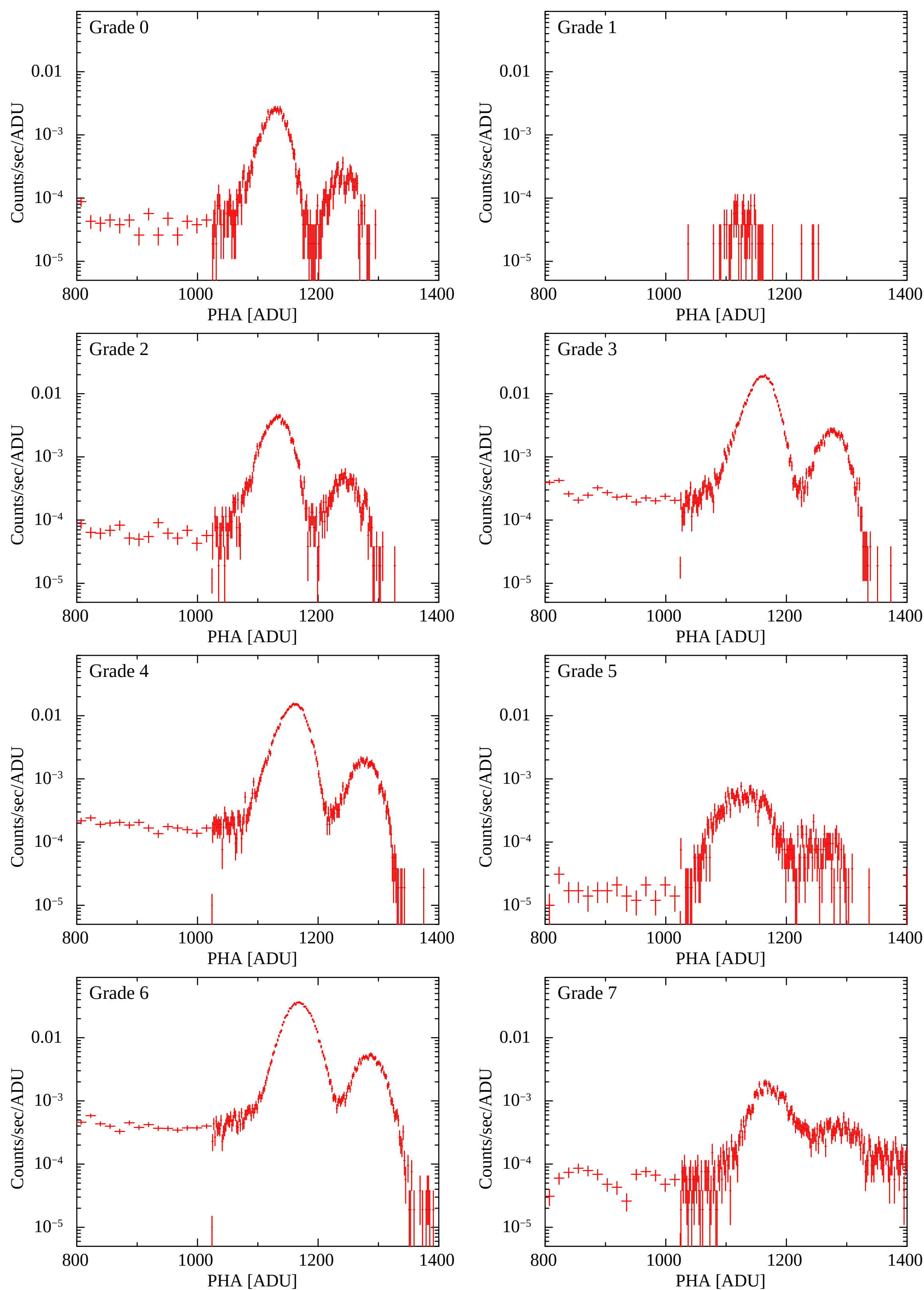


図 4.35: 測定 3（試作型磁石 S 極向き）の全グレードのスペクトル

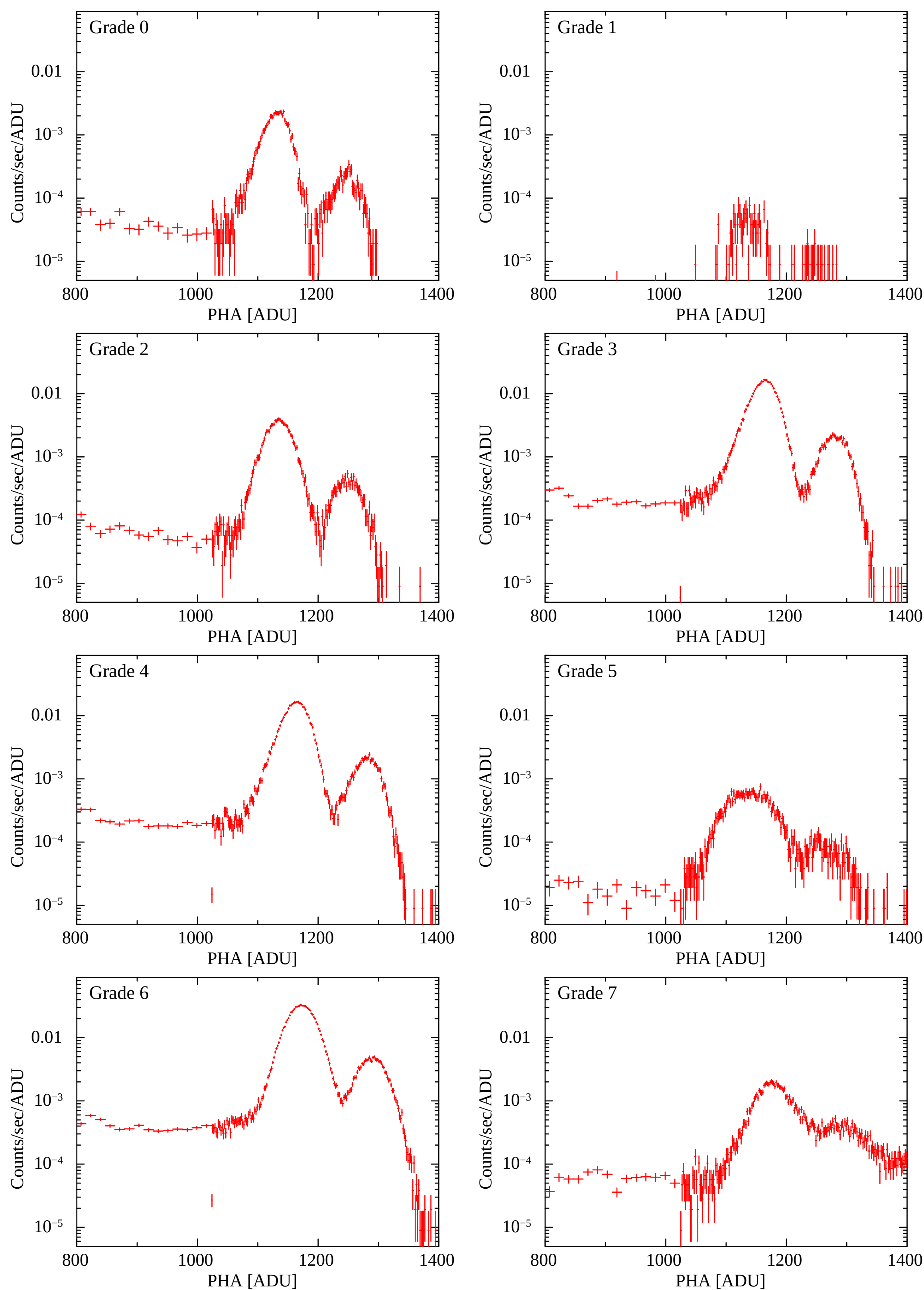


図 4.36: 測定４（ダミー磁石）の全グレードのスペクトル

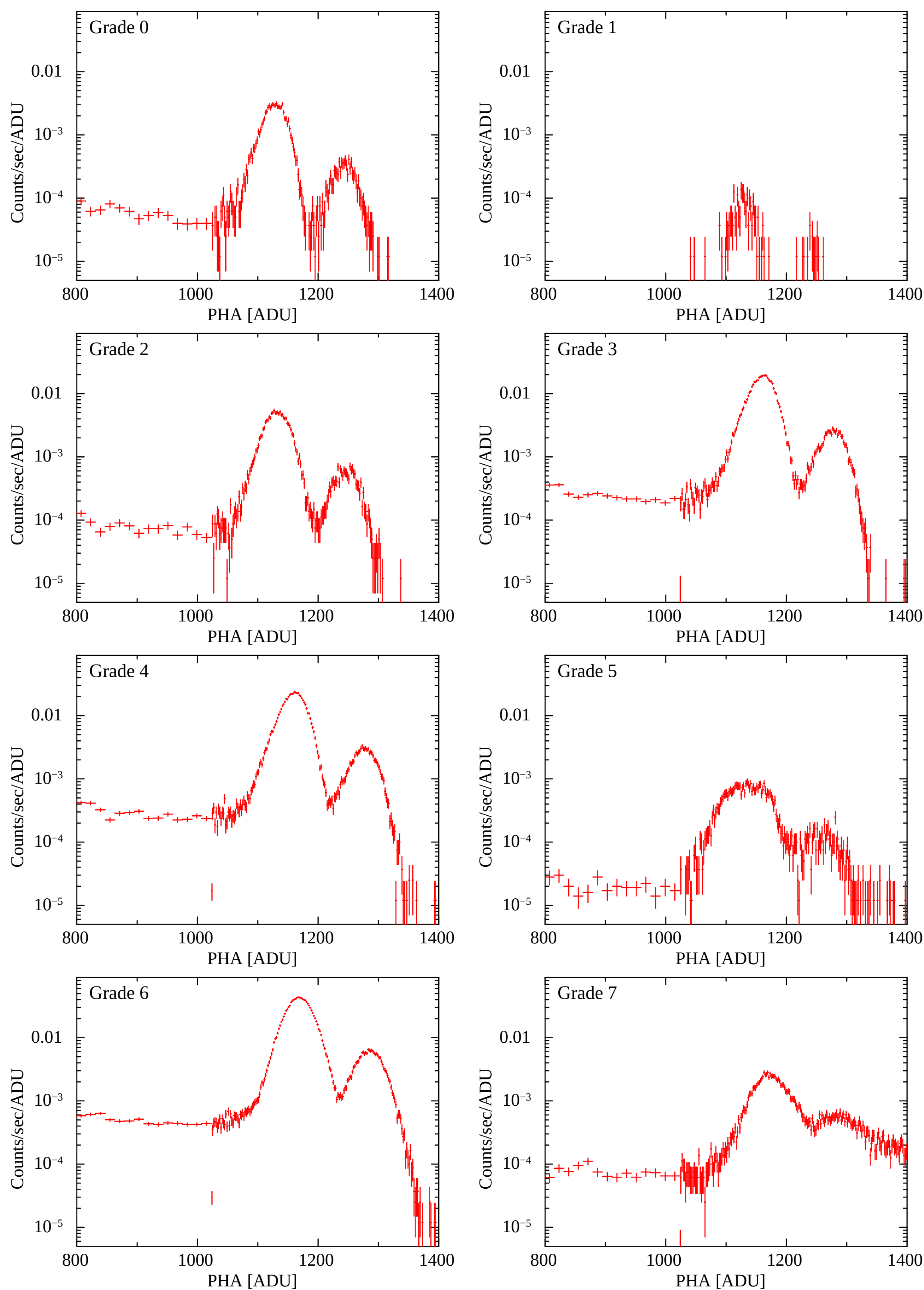


図 4.37: 測定 5（改良型磁気回路 N 極向き））の全グレードのスペクトル

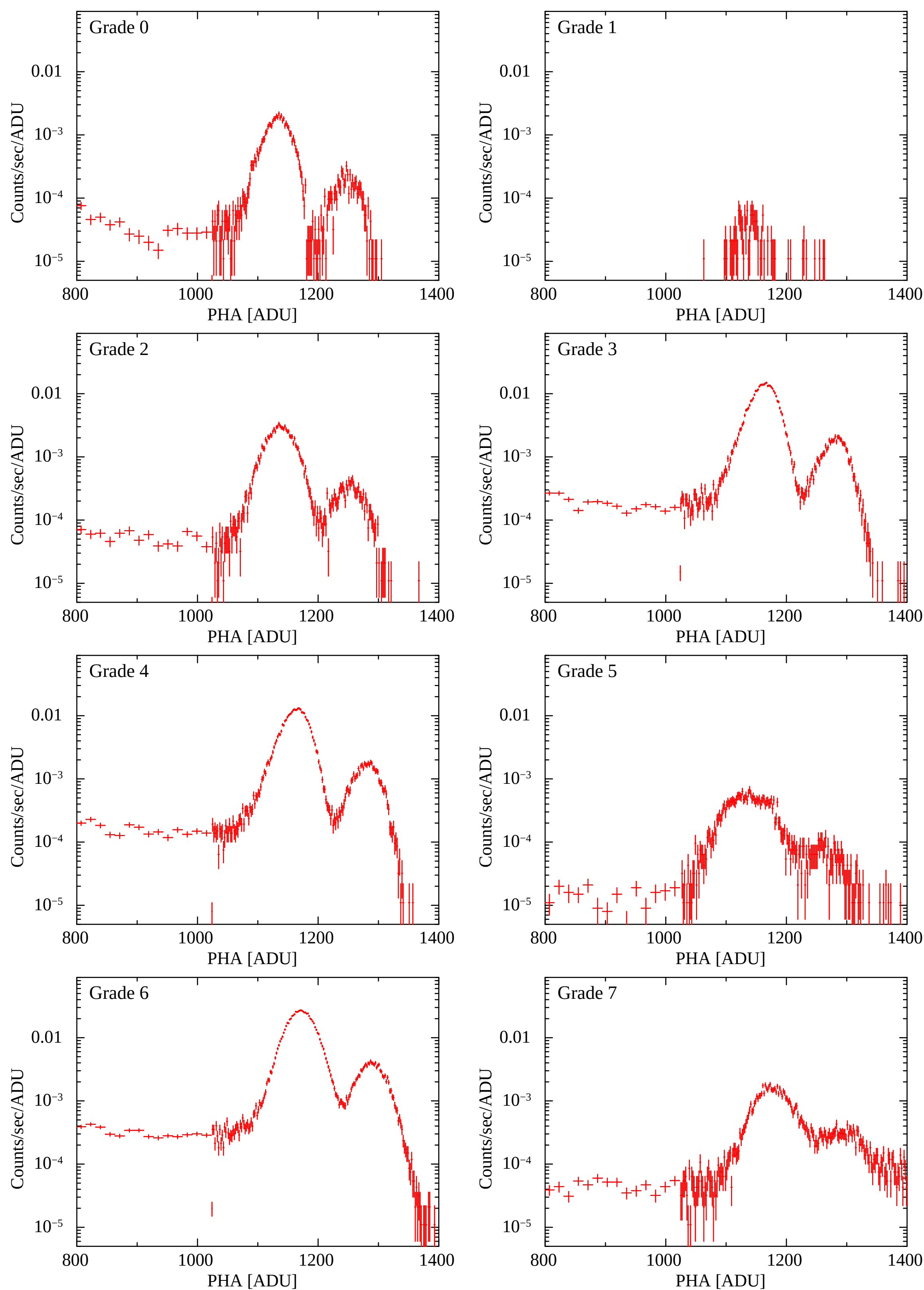


図 4.38: 測定 6（改良型磁気回路 S 極向き）の全グレードのスペクトル

第5章　議論

本章では、§4 の結果を受けて、各項目について議論する。

5.1　磁場が電荷の運動にあたえた影響

製作した磁気回路は、磁束密度が約 0.2 から 0.3 T と、目標よりも小さな値であった。磁場印加による電荷雲の拡散は、式 4.9 と図 4.2 から知る事が出来る。式 4.9 から、移動度が $\mu = 2000$ $\mathrm{cm^2/V/s}$、印加する磁束密度が 0.3 T だとすると、電荷雲の拡散は、磁場が無いと起きの 98%になっていることがわかる。これは、電荷雲の拡散をほとんど抑制出来ておらず、磁場の強度は不十分であったといえる。

5.2　グレード分岐比の変化

グレード分岐比について考察する。印加した磁場の強度は、電荷雲の拡散を抑制するには不十分であったが、実験 1 と実験 2 では、磁場の有無で優位な変化をするグレードがあった。変化の幅はどれも 2%に満たない小さな変化であるため、ここでは変化の有無についてのみ議論し、変化量そのものについては触れない。

各実験で、磁場印加の前後の変化を表 5.1 にまとめる。表 5.1 では、1 σ の誤差の範囲で誤差範囲が重なっておらず、かつ 2σ の範囲でも重ならない場合、すなわち 95%信頼区間が重ならない場合を明らかな差異とし、増減に応じて + 記号と − 記号で分類した。また、1 σ の誤差範囲は重なっていないが 2 σ の範囲では重なってしまう場合をわずかな差異とし、増減に応じて $\pm\delta$ で分類した。0 の欄は優位な変化が認められなかったことを示す。実験 1 では、測定 2 に対する測定 3 の変化を、実験 2 では、測定 4 に対する測定 5 の変化と、測定 4 に対する測定 6 の変化をそれぞれまとめた。また、磁場無しのデータ同士でダミー磁石による遮蔽の効果を見るために、測定 2 に対する測定 4 の比較と、磁場・遮蔽無しで X 線の入射角度が異なる測定 1 と測定 2 の比較も参考として示した。

磁場の有無での比較で最も顕著なのが、Graade 3 と Grade 4 の変化である。CCD が磁気回路の S 極を見ている時は Grade 3 が増加して Grade 4 が減少し、N 極を見ている時は Grade 3 が減少して Grade 4 が増加している。この変化は統計的な有意性が高く、明らかに磁場による影響と考える事が出来る。また、Grade 7 についても、CCD が S 極を見ている時は減少し、N 極を見ている時は増加する傾向が見られた。ただし、変化の大きさが磁場の向きによって顕著に違い、磁場による影響かどうかは必ずしも明確ではない。その他のグレードについては、いずれも変化の大きさが小さく、統計的にも有意な変化はなかった。各比較について、個別に考察する。

測定 1 と測定 2 の比較からは、入射角の違いを考察する事が出来る。測定 1 と測定 2 の比較では、Grade 0、Grade 1、Grade 2、Grade 5、Grade 7 が減少し、Grade 4、Grade 6 が増加している。Grade 0 の減少と Grade 6 の増加は、入射した X 線の吸収位置の変化で説明出来る。図 5.1

表 5.1: グレード分岐比の変化。+ 記号と − 記号は明らかな変化を、$\pm\delta$ の欄はわずかな変化を表す。0 の欄は変化無し。上三つは磁石なし → ありの比較。下二つは磁石なし同士の比較。

	Grade 0	Grade 1	Grade 2	Grade 3	Grade 4	Grade 5	Grade 6	Grade 7
測定 2 → 3	0	0	$+\delta$	+	−	−	$+\delta$	−
測定 4 → 5	0	0	0	−	+	0	$-\delta$	+
測定 4 → 6	$+\delta$	0	+	+	−	$+\delta$	$-\delta$	−
測定 2 → 4	−	0	0	0	$-\delta$	0	$-\delta$	$-\delta$
測定 1 → 2	−	−	−	0	$+\delta$	−	+	−

は、シリコン（Si）に、MnK$_\alpha$ 輝線（5900 eV）が入射した時の吸収位置[1] を、入射角度の関数として描画したものである。測定 1 では表面からおよそ 28 μm の位置で、測定 2 では表面からおよそ 8 μm の位置で吸収されることがわかる。式 3.10 の解から電荷雲の広がりを計算すると、空乏層厚 200 μm の素子では、測定 2 の電荷雲の大きさは測定 1 の物に対して約 28%大きくなる。この違いが、シングルピクセルイベントの減少とマルチピクセルイベントの増加につながったと考えられる。また、Grade 1 と Grade 5、Grade 7 の減少は、入射角が変わったことによるカウントレートの変化が原因であると考えられる。距離が変わらなければ、角度が 90° から 15° に変化する事で、CCD が線源を見込む立体角は 1/4 になる。従って、単位時間辺りに入射する光子数も 1/4 になる。Grade 1 と Grade 5 は、パイルアップイベントの寄与が大きい。X 線 CCD において、パイルアップとは、グレード判定を行う 3×3 ピクセルの領域に二つ以上の複数のイベントが一回の露光中に入射し、複数光子の電荷雲がかたまって収集されたイベントのことである。これは、カウントレートが高い状況でないと発生しにくい。同様に、Grade 7 も、パイルアップを含んでいる。パイルアップは、短時間に大量の光子が入射する場合に発生するので、入射角度が浅くなってカウントレートが下がったことで、パイルアップの数も減り、Grade 1，Grade 5，Grade 7 が減少したのだと考えられる。Grade 2 の減少、Grade 4 の増加については、X 線の入射位置の違い、すなわち CCD 素子内の、ピクセル毎の性能差が反映されたか、転送回数の違いが影響しているものと考えられる。転送回数の影響については §5.3 中で詳しく検証する。

測定 2 と測定 4 の比較は、ダミー磁石の有無の違いを比べている。全体的な傾向は、入射角度の変更時と良く似ているが、この比較では X 線の入射角度は変わっていない。測定環境の最大の違いは、CCD の視野を遮る物の有無である。視野を遮る事によって、X 線が入射する領域が限られるので、そもそものカウントレートが低下する。これは、Grade 1、Grade 5、Grade 7 の減少を説明出来る。Grade 4、Grade 6 の減少については、入射角度を変えた時と同様に、吸収位置に偏りが生じることでピクセル毎の差が反映されたか、転送回数の差が反映されたのだと考えられる。しかし、測定 2 と測定 4 の比較では、遮蔽による X 線の当たり方やカウントレートの差が出ないように、画像全体をみて X 線の当たり方が変わらない領域を選んで解析を行った。にもかかわらず有意な差が生じたという事は、遮蔽物の有無により、変化した条件が他にある可能性を示している。可能性の一つに、散乱 X 線の寄与が考えられる。

[1] すなわち Attenuation Length.

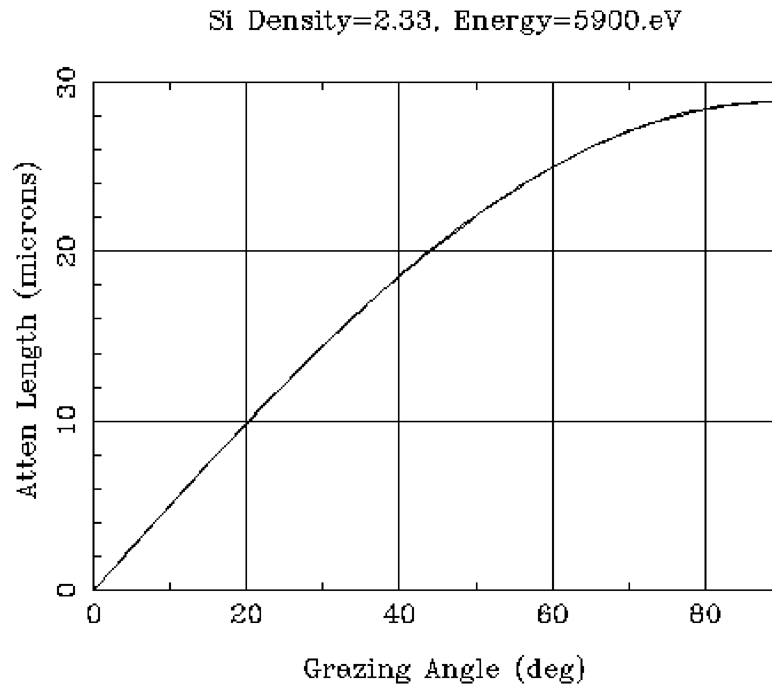


図 5.1: MnK_α 輝線の吸収深さ（Attenuation Length）と入射角度の関係。90° が測定１、約 15° が測定２の入射角度となる。 [2]

5.3 Grade ３、Grade ４の分岐比の非対称性

実験の結果、磁場をかけた状態では、Grade ３、Garade ４の分岐比が非対称に変化した。mini-CCD が N 極を向いているときと S 極を向いているときで、変化の傾向が逆になったことから、Grade ３と Grade ４の非対称性は、信号電荷が磁場の影響を受けて生じたものと考えられる。

Grade 3 と Grade 4 を足し合わせて評価すると、測定２は 40.79%、測定３は 40.80%、測定４は 40.66 %、測定５は 40.48%、測定６は 41.05% となり誤差を考慮すると有意な差は認められない。従って、磁場の有無によって、Grade 3 が Grade 4 になりあるいはその逆の変化が生じたと考えられる。

一つの可能性が、縦転送中に磁場から受ける影響である。電荷収集時の運動の他に、ローレンツ力を受けそうな電荷の移動は縦転送くらいである。§4.1.2 では、電荷転送中に磁場からうける影響は無視出来ると述べたが、縦転送の方向を電流の向きと考えれば、ローレンツ力は横ピクセルの方向く働く。CCD では、電荷が隣の列に漏れないようにチャネルストップがあり、ローレンツ力が働いても電荷が隣の列に漏れることはないと考えられる。しかし、数百回の転送の間にわずかな漏れが生じる可能性は否定できないので、実験データの解析から検証する必要がある。

磁場を印加した測定について、解析に使用した領域を上下二つに分けてグレード分岐比を比較したものを、表 5.2 に示す。上下の領域では、それぞれ縦転送の回数が異なるので、縦転送中に影響を受けたのであれば、上下の領域で差が生じるはずである。表 5.2 から、上下でわけてもグレード分岐比は変化していない事がわかる。したがって、グレード分岐比の変化は転送回数によっておらず、縦転送中に受けた影響ではないという事がわかった。

信号電荷が左右のピクセルに漏れたのは、縦転送の最後、横転送レジスタへの転送時である可能

表 5.2: 磁場を印加した測定の、Y 座標で分けたグレード分岐比

	測定４（ダミー磁石）		測定３（試作型 S 極向き）	
	Ratio [%] $\pm 1\sigma$		Ratio [%] $\pm 1\sigma$	
Grade	Y=129-192	Y=193-256	Y=129-192	Y=193-256
0	3.31 ± 0.05	3.19 ± 0.05	3.59 ± 0.07	3.46 ± 0.07
1	0.08 ± 0.01	0.08 ± 0.01	0.05 ± 0.01	0.07 ± 0.01
2	5.14 ± 0.06	4.88 ± 0.06	5.37 ± 0.09	5.19 ± 0.09
3	20.13 ± 0.13	20.32 ± 0.13	22.48 ± 0.20	23.00 ± 0.20
4	20.47 ± 0.13	20.39 ± 0.13	17.94 ± 0.17	18.20 ± 0.17
5	1.45 ± 0.03	1.38 ± 0.03	1.32 ± 0.04	1.19 ± 0.04
6	44.21 ± 0.21	44.29 ± 0.21	44.54 ± 0.30	44.13 ± 0.29
7	5.22 ± 0.06	5.46 ± 0.06	4.70 ± 0.08	4.81 ± 0.08
	測定５（改良型 N 極向き）		測定６（改良型 S 極向き）	
	Ratio [%] $\pm 1\sigma$		Ratio [%] $\pm 1\sigma$	
Grade	Y=129-192	Y=193-256	Y=129-192	Y=193-256
0	3.35 ± 0.05	3.21 ± 0.05	3.42 ± 0.06	3.31 ± 0.06
1	0.10 ± 0.01	0.07 ± 0.01	0.09 ± 0.01	0.06 ± 0.01
2	5.20 ± 0.06	5.03 ± 0.06	5.22 ± 0.07	5.26 ± 0.07
3	18.30 ± 0.12	18.40 ± 0.13	21.55 ± 0.16	21.76 ± 0.16
4	22.06 ± 0.14	22.20 ± 0.14	19.40 ± 0.15	19.40 ± 0.15
5	1.46 ± 0.03	1.37 ± 0.03	1.49 ± 0.04	1.53 ± 0.04
6	43.69 ± 0.21	43.93 ± 0.21	43.88 ± 0.25	43.34 ± 0.24
7	5.85 ± 0.07	5.79 ± 0.07	4.94 ± 0.07	5.33 ± 0.07

性がある。図 5.2 は、縦転送と横転送の境界部分の模式図である。縦転送から横転送に切り替わる部分の転送では、Channel Stop が存在しない。この転送時にローレンツ力を受けて電荷が横方向に漏れたとすれば、Side split event である Grade 3 と Grade 4 が増減することを説明出来る。

5.4 エネルギー分解能の変化

エネルギー分解能の変化について議論する。表 4.10 から、測定２に対して測定３を比較したとき、5.9 keV の輝線に関して、優位性は低いものの、エネルギー分解能の改善が見られた。

測定３のエネルギー分解能が一番良い結果であるのは、試作型磁石と改良型磁石では試作型磁石の方が磁束密度が大きく、磁場の影響が大きく出たためと考えられる。

5.5 CTE 悪化とテイル成分

テイル成分を構成するのは、信号電荷の収集が不完全なイベントである。信号電荷の収集が不完全なイベントの原因は、信号電荷の拡散の他に、電荷転送効率（Charge Transfer Efficiency，CTE）

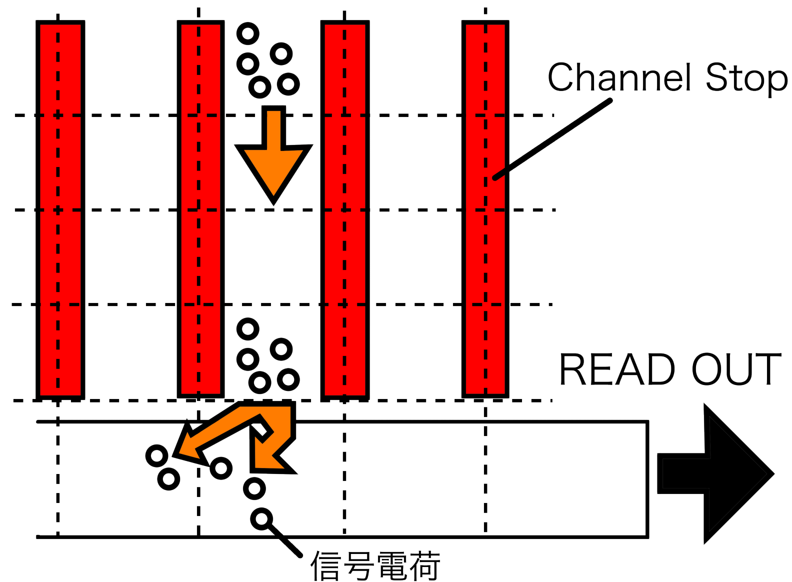


図 5.2: 縦転送と横転送の境界部分。縦転送の最後の一回は Channel Stop がない状態の転送となる。

の悪化が考えられる。CTE が悪化している場合、転送中に失われる信号電荷の量が無視出来なくなり、最終的に電荷量の少ないイベントとして測定される。

表 4.11 からわかるように、CTI は磁場の有無および視野の遮蔽の有無では有意な変化は見られなかった。

値自体について考察する。測定 3 を例にとってみると、CTI $\simeq 2.7 \times 10^{-5}$ である。これは、本研究で用いた素子でもっとも転送回数が多い場合、すなわち縦 256 回、横 160 回の転送をしたとすると、X 線イベントの信号電荷の約 1%が失われる計算になる。実験では、5.9 keV の輝線の波高値がおよそ 1130 ADU なので、CTI の影響で失われる電荷量は、波高値に換算しておよそ 11 ADU ということになる。実験系の読み出しノイズがおよそ 10 ADU であることを考えると、CTI による影響は読み出しノイズにうもれて区別が出来ないと考えられる。従って、CTI のテイル成分への寄与は無視出来ると言える。

第6章　まとめと今後の課題

研究のまとめと、今後の課題について述べる。

本研究では、CCD に磁場を印加する事で、空乏層の厚い BI CCD で課題となっている信号電荷の拡散を抑制する事を試みた。CCD 素子内の電荷の運動を考える事で、電荷雲の拡散を抑制するのに必要な磁場の強度を最低でも 1 T と見積もった。永久磁石を用いた磁気回路を製作し、約 0.2 から 0.3 T の磁場を印加し、実際に空乏層厚 200 μm の p-channel 型の BI CCD で ^{55}Fe からのX線（5.9 keV）に対する特性がどのように改善するか実験した。印加する磁束密度は目標とする強度よりも小さく、電荷雲の拡散が抑制された事をグレード分岐比から確認することはできなかった。しかしながら、90%レベルと有意性は低いもののエネルギー分解能が改善するという結果が得られた。一方、Grade 3 と Grade 4 の割合が印加する磁場の向きに対応して変化することから、CCD 内の信号電荷が磁場の影響を受けて測定結果に変化を及ぼす事を確認した。このことは、駆動方法や素子の構造を改善する以外に、磁場の印加という新たな方法で CCD の性能改善を実現出来る可能性を示している。

本研究で印加した磁場は、信号電荷の拡散を抑制するには不十分な強度であった。より強い磁場を印加し、当初の目的である電荷雲拡散の抑制が実現出来ることを確認する事は今後の課題である。データ解析の点においても、単色X線に対する CCD の応答関数を考慮して、テイル成分をきちんと取り込んだモデルを使用するなどの改善が必要である。また、当初予想していなかった形で、信号電荷が磁場の影響を受ける事がわかったので、CCD 素子の構造をより詳細に考慮し、原因や物理的な素過程をより正確に突き詰め、理解を深める事も課題の一つと言える。

参考文献

[1] http://www.jrias.or.jp/products/cat3/sub3-01/2013catalog03.html.

[2] http://henke.lbl.gov/optical_constants/atten2.html.

[3] Chandra X-RayCenter（CXC）/NASA/SAO. http://asc.harvard.edu/cal/Links/Acis/acis/Cal_prods/qe/08_11_04/q 4.

[4] James R. Janesick. *Scientific Charge-Coupled Devices*. SPIE PRESS, 2001.

[5] G. F. Knoll. 放射線計測ハンドブック 第四版. オーム社, 2013.

[6] NASA/CXC/SAO. http://chandra.si.edu/chronicle/0202/40years/index.html.

[7] 宇宙科学研究所 SES データセンター. 平成４年度（1993 年）第２次飛翔実験 科学衛星 ASTRO-D 計画書, 1 1995.

[8] Shutaro Ueda, Kiyoshi Hayashida, Hiroshi Nakajima, Naohisa Anabuki, Hiroshi Tsunemi, Hiroaki Kan, Takayoshi Kohmura, Shoma Ikeda, Kenta Kaneko, Tatsuo Watanabe, Koji Mori, Masayoshi Nobukawa, Hiroshi Murakami, Kazuya Sakata, Shotaro Todoroki, Nobuyoshi Yagihashi, Eiki Mizuno, Masaharu Muramatsu, Hisanori Suzuki, and Shin'ichiro Takagi. Measurement of the soft X-ray response of P-channel back-illuminated CCD. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 704, No. 0, pp. 140 – 146, 2013.

[9] 井上一, 小山勝二, 高橋忠幸, 水本好彦. 宇宙の観測 III – 高エネルギー天文学 –. シリーズ現代の天文学, No. 17. 日本評論社, 2008.

[10] 森尾一徹. 外部印加磁場による X 線 CCD 検出器の性能向上. Master's thesis, 学習院大学, 2004.

[11] 高木慎一郎. 次期 x 線天文衛星搭載予定透過型 CCD 検出器の性能評価と冷却システムの研究. Master's thesis, 京都大学, 2003.

[12] 片多修平. Soft X-ray Response of Soft X-ray Imager onboard ASTRO-H. 第 12 回 X 線結像光学シンポジウム, 11 2013.

[13] 小山勝二. X 線で探る宇宙. No. 2 in NEW COSMOS SERIES. 培風館, 1992.

[14] 鈴木星児. CCD 読み出し回路の最適化. Master's thesis, 大阪大学, 1997.

[15] 狐塚正樹. X 線 CCD 検出器の宇宙環境におけるバックグラウンドの起源の解明. Master's thesis, 東京大学, 2005.

[16] 中嶋大, 松浦大介, 常深博, John. P. Doty. CCD イメージセンサ高速信号処理用 ASIC MND02 取扱説明書, 2009.

[17] 阿久津大介. 新しいシステムによる MAXI-CCD の動作クロックの最適化. Master's thesis, 大阪大学, 2000.

[18] 穴吹直久. ハードウェア実装による X 線 CCD データ処理の高速化. Master's thesis, 東京大学, 2001.

[19] 穴吹直久. ASTH-SXI-E-0004C: SXI VideoFPGA 要求仕様書, 2012.

[20] 天文情報処理研究会. FITS の手引き, 第 5.3 版, 1 2013.

[21] 浜松ホトニクス. S11745-0637（X）の主な仕様.

[22] 山下朗子. 『あすか』搭載 X 線 CCD カメラの軌道上での較正. Master's thesis, 東京大学, 1995.

[23] 片山和典. ASTRO-E 搭載 XIS の応答関数構築. Master's thesis, 大阪大学, 1999.

[24] 岩井將親. 荷電粒子バックグラウンドの除去効率を飛躍的に高めた X 線 CCD 検出器の開発. Master's thesis, 東京工業大学, 2013.

謝辞

本論文の製作にあたり、たくさんの人のお力添えをいただきました。この場を借りて、皆様への感謝を述べたいと思います。

堂谷 忠靖 教授には、研究テーマを与えていただき、研究の進め方やデータ解析の方針について手厚く指導をしていただきました。論文製作に関しては、内容に関する有益なコメントを数多くいただき、期限ぎりぎりまで念入りな添削をしていただきました。また何より、X 線 CCD の研究をさせていただいたことに大いに感謝しています。本当にありがとうございました。

尾崎 正伸 助教には、実験や解析の実作業の面でお世話になりました。電子機器類の事や、コンピュータ関連の事、実験に向けた作業の進め方など、豊富な経験に基づいた知恵を多く貸していただきました。尾崎さんとのやりとりの一つ一つがとても良い勉強になりました。どうもありがとうございました。

同室の前田 良知 助教には、真空ポンプとベーキング用のヒーターを融通していただきました。前田さんがいなければ、実験の予定が大幅に遅れていた事が予想されるので、大変助かりました。

同期の井澤 正治 君には、真空度が上がらない真空槽に対してベーキングをするときにアドバイスをもらいました。おかげさまで、良い実験環境を整えることができました。

京都大学の信川 久美子さんには、磁石の設計の段階でお話を聞かせていただきました。CCD の実験で永久磁石を扱う人というのは稀なので、磁石を扱う実作業の経験を持つ人が周囲にほとんど居ない状況で、話が出来る人がいるというのは心強かったです。

大阪大学の片多 修平君には、三成分モデルのフィッティングに関して丁寧な解説をしていただきました。修士論文中に活かしきる事はできませんでしたが、今後の活動に役に立てる予定です。

大阪大学、京都大学、及び宇宙科学研究所で X 線 CCD の研究をして来られた先輩方の修士論文から、多くの図表をお借りしました。研究の過程で皆様が制作された図は、どれもわかり易く、簡潔に的確に内容を伝えるべく洗練されていていると感じました。皆様のお力添えのおかげで、イントロダクションに相当する前半部分を充実させる事ができました。心よりお礼申し上げます。

ASCA の打ち上げから昨年で丁度 20 年が経過し、次は ASTRO-H が打ち上がろうとしています。本論文を執筆するにあたって X 線 CCD の基礎を勉強する過程は、まさしく ASCA から ASTRO-H の 20 年の歴史をたどって学ぶことでした。20 年強の間に、多くの人が研究成果を積み重ね、X 線 CCD の大きな発展に貢献してきたのだということを実感しました。自分の研究も、次の 20 年の礎となることができるでしょうか。そうあってほしいという願望を最後に述べ、筆をおくことにします。(i.e. ファイルを閉じてエディタを終了します。)

最後に今一度、X 線 CCD の研究開発に携わってきたあらゆる方々に、目一杯の感謝と敬意を、ここに示します。

2014 年 1 月吉日